

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

Г. П. Ніколайчук

**ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ
ТА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ**

Навчальний посібник
по курсу «Фізика. Спеціальні розділи»
для студентів технічних спеціальностей
всіх форм навчання

Затверджено
редакційно-видавничою
радою університету,
протокол № 1 від 19.02.20.

Харків
НТУ «ХПІ»
2020

УДК 621.382(075)

Н 63

Р е ц е н з е н т и:

Є.М. Зубарєв, д-р фіз.-мат. наук, професор кафедри фізики металів та напівпровідників НТУ «ХПІ»,

С.І. Шевченко, д-р фіз.-мат. наук, лауреат Державної премії України, провідний науковий співробітник ФТІНТ НАНУ

Ніколайчук Г.П.

Н 63 Фізика напівпровідників та напівпровідникових приладів /

Г.П. Ніколайчук – Харків : НТУ «ХПІ», 2020. – 100 с. – Укр. мовою.

У навчальному посібнику розглянуті фізичні властивості напівпровідників та фізичні принципи роботи основних напівпровідникових приладів сучасної інформаційної мікроелектроніки.

Посібник призначено для студентів технічних спеціальностей.

Іл. 51. Табл. 7. Бібліогр. 25 назв.

УДК 621.382(075)

© Ніколайчук Г.П., 2020

ВСТУП

Даний навчальний посібник призначений для студентів технічних спеціальностей вищих навчальних закладів, які спеціалізуються в області застосування інформаційної та комп'ютерної техніки, а також матеріалознавчих спеціальностей, які вивчають напівпровідникові матеріали. Цей посібник дозволить зрозуміти принципи роботи різних напівпровідникових елементів сучасних інтегральних мікросхем, що застосовуються в комп'ютерній техніці.

У посібнику розглянуті основні поняття фізики напівпровідників, які необхідні для розуміння принципів функціонування основних напівпровідникових приладів, таких як діоди на основі $p - n$ – переходів, діоди Шотткі, біполярні і польові транзистори. В даний час польовий транзистор зі структурою метал – оксид – напівпровідник є основним елементом надшвидких інтегральних схем, таких як мікропроцесори та запам'ятовувальні напівпровідникові пристрої.

Мікроелектроніка в цілому є основою інформатизації суспільства, а основою побудови електронних приладів і систем є інтегральні мікросхеми. Даний посібник дозволяє зрозуміти принципи роботи різних напівпровідникових елементів сучасних інтегральних мікросхем. Однак в ньому не розглядаються особливості конструкції, технологічні операції і процеси створення різних напівпровідникових елементів інтегральних мікросхем. Цю інформацію, а також робочі характеристики і параметри різних елементів і мікросхем можна знайти в довідниках, навчальних посібниках, представлених в списку літератури або звернутися до інших джерел. Особливу увагу при викладанні матеріалу приділяється з'ясуванню фізичної сутності явищ і процесів без детального їх математичного розгляду.

Автор висловлює свою вдячність рецензентам навчального посібника – доктору фіз.-мат. наук, професору Зубареву Є.Н. і доктору фіз.-мат. наук, лауреату Державної премії України Шевченко С.І. за цінні зауваження щодо змісту посібника.

КВАНТОВО-МЕХАНІЧНІ УЯВЛЕННЯ ЩОДО БУДОВИ АТОМІВ

З точки зору квантової механіки поведінку електрона в атомі може бути представлено за допомогою чотирьох квантових чисел:

$$n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7,$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l,$$

$$s = \pm 1/2.$$

Ці числа визначають властивості хвильової функції електрона і його стан в атомі.

n – головне квантове число. Воно визначає номер енергетичного рівня, на якому розташовується електрон, або номер енергетичної оболонки. Залежно від значення головного квантового числа n можуть існувати наступні енергетичні оболонки, які мають такі позначення, представлені в таблиці 1.

Таблиця 1 – Позначення енергетичних оболонок

Значення n	1	2	3	4	5	6	7
Позначення оболонки	K	L	M	N	O	P	Q

З заповненням електронних оболонок пов'язано і розподіл атомів у періодичній системі елементів, в якій існують сім періодів, в кожному з яких відбувається заповнення однієї з енергетичних оболонок атомів.

l – азимутальне або орбітальне квантове число. Воно визначає значення моменту імпульсу електрона в атомі і не може за величиною перевищувати значення числа $n - 1$. В залежності від значення азимутального числа l електрони в атомі розташовуються на певних підоболонках в межах енергетичних оболонок. Енергетичні підоболонки мають такі позначення, представлені в таблиці 2.

m – магнітне квантове число. Воно визначає проекцію моменту імпульсу електрона на виділений напрям, який зазвичай збігається з напрямом магнітного поля. Так як m є проекцією числа l , то воно не

Таблиця 2 – Позначення енергетичних підоболонки

Значення l	0	1	2	3	4	5	6
Позначення підоболонки	s	p	d	f	g	h	i

може приймати значення більші, ніж l і може бути величиною як позитивною, так і негативною.

s – спінове квантове число. Спін являє собою власний момент імпульсу електрона, що є його властивістю, такою як його маса або електричний заряд. Проекція власного моменту імпульсу електрона може приймати тільки два значення і є напівцілою, рівною $\pm 1/2$.

Розподіл електронів по енергетичним рівням атомів підпорядковується принципу Паулі, згідно з яким в атомі або будь-якій квантово-механічній системі не може бути двох електронів, які мають однакову сукупність квантових чисел. Це означає те, що не може бути двох електронів, які перебувають в одному і тому ж енергетичному стані. Стани електронів обов'язково повинні відрізнятися. Якщо в будь-якому стані вже знаходиться один електрон, то інший електрон в цьому стані бути не може.

Ця властивість електронів визначає порядок заповнення різними атомами періодів періодичної системи елементів. У першому періоді можуть бути тільки два елементи – водень і гелій, електронні конфігурації яких відповідно будуть такими $1s^1$ (H) і $1s^2$ (He). Для $n = 1$, $l = 0$ і $m = 0$. Залишаються тільки два електрони, у яких спіни можуть бути рівними або $+ 1/2$, або $- 1/2$. Це також буде справедливо для s – підоболонки будь-якого атома в будь-якому періоді, на якій можуть розташовуватися тільки два електрони. На p – підоболонці може бути максимум 6 електронів (для $l = 1$, m може приймати значення $m = 0, \pm 1$, тобто отримуємо 3 підрівні, на кожному з яких можуть розташовуватися по два електрона з різними значеннями спінів). На d – підоболонці може бути максимум 10 електронів (для $l = 2$, m може приймати значення $m = 0, \pm 1, \pm 2$, тобто отримуємо 5 підрівнів, на кожному з яких можуть розташовуватися по два електрона з різними значеннями спінів). На f – підоболонці може бути

максимум 14 електронів (для $l = 3$, m може приймати значення $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, тобто отримуємо 7 підрівнів, на кожному з яких можуть розташовуватися по два електрона з різними значеннями спінів). Таким чином, на кожному з підрівнів енергетичної оболонки атома не може бути більше двох електронів з різними значеннями спінів відповідно до принципу Паулі.

У кожному з періодів періодичної системи відбувається заповнення певних оболонок атомів. У першому періоді заповнюється $1s$ оболонка і він містить тільки два елементи: H і Ne.

У другому періоді заповнюється друга оболонка, яка містить $2s$ і $2p$ підоболонки. Тому в ньому знаходиться 8 елементів від літію до неону, у яких електронні конфігурації будуть такими $1s^2 2s^1$ (Li) і $1s^2 2s^2 2p^6$ (Ne).

У третьому періоді заповнюється третя оболонка, яка містить $3s$ і $3p$ підоболонки. Тому в ньому, також як і в другому, буде знаходитися 8 елементів від натрію до аргону, у яких електронні конфігурації будуть такими $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ (Na) і $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ (Ar).

В четвертому і п'ятому періодах крім s і p підоболонок будуть також заповнюватися $3d$ і $4d$ підоболонки, відповідно. Тому в цих періодах буде по 18 елементів. Елементи, у яких відбувається заповнення d підоболонок, називаються перехідними металами.

У шостому і сьомому періодах крім s , p і d підоболонок будуть також заповнюватися $4f$ і $5f$ підоболонки відповідно. Тому в цих періодах може бути по 32 елемента. Елементи, у яких відбувається заповнення f підоболонок називаються рідкоземельними.

Повністю заповнені внутрішні електронні оболонки атомів не впливають на їх фізико-хімічні властивості. Властивості атомів визначають їх зовнішні електронні оболонки, які називаються валентними. Валентність будь-якого атома визначає його положення у відповідній групі періодичної системи елементів. Слід зазначити, що періоди йдуть в системі елементів по горизонталі, а групи по вертикалі.

Елементи напівпровідників, що цікавлять нас, розташовуються в третій – шостій групах періодичної системи. Наприклад, у силіцію, розташованого в четвертій групі, валентність дорівнює чотирьом, а його електронна конфігурація $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$. На зовнішніх електронних

оболонках у нього розташовуються чотири валентні електрони третього періоду $3s^2 3p^2$. Таким чином Si, це елемент четвертої групи третього періоду. Аналогічно можна визначити валентність усіх інших елементів напівпровідників, яка знаходитиметься в межах від трьох до шести.

ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

При зближенні N атомів і утворенні ними кристала кожен атом потрапляє в поле своїх сусідів, з якими він взаємодіє. В результаті цього енергетичний рівень електрона в атомі розщеплюється на N близько розташованих один від одного підрівнів, які утворюють енергетичну зону, що обумовлено дією принципу Паулі. Якщо енергетичні рівні в атомі мали $2l + 1$ кратне виродження без урахування спіна, то енергетичні зони, що відповідають їм, складатимуться з $N(2l + 1)$ підрівнів. Тоді s – рівні створюють зону, що складається з N підрівнів, здатних розмістити $2N$ електронів, p – рівні створюють зону, що складається з $3N$ підрівнів, здатних розмістити $6N$ електронів, і так далі для d і f – рівнів.

Відстані між підрівнями в межах зони дуже малі. У кристалі розміром в 1 см^3 міститься $N \sim 10^{22}$ атомів. При ширині зони близько 1 еВ відстань між підрівнями в ній буде близько 10^{-22} еВ. Ця відстань така нікчемна, що зони можна вважати практично безперервними. Тому в межах однієї зони перехід електрона з одного підрівня на інший практично вільний і не вимагає витрат енергії.

Найбільший вплив поле кристалічної решітки робить на зовнішні валентні електрони атомів. Тому стан цих електронів у кристалі зазнає найбільших змін, а енергетичні зони, утворені цими електронами будуть найбільш широкими. Чим ближче електрони розташовуються до атомного ядра, тим менший вплив на них роблять поля сусідніх атомів. Тому внутрішні енергетичні оболонки розщеплюються трохи і залишаються досить вузькими. Утворення енергетичних зон показане на рис. 1. Зони дозволених енергій, заповнені електронами, показані штрихуванням. Вони розділені областями заборонених енергій, в яких електронів немає. Такі зони називаються забороненими. Ширину забороненої зони

позначатимемо, як ΔE . Зі збільшенням енергії електрона значення ширини дозволеної зони збільшується, а ширина забороненої зони зменшується.

У кристалів із структурою алмазу, до якої належать і напівпровідники четвертої групи силіцій і германій, енергетичні зони s і p – рівнів, перекриваючись, розділяються на дві зони так, що в кожній з них міститься по чотири стани на атом: один s – стан і три p – стани. Ці зони розділені забороненою зоною, що показано на рис. 2.

Кожна енергетична зона містить обмежене число енергетичних рівнів. Відповідно до принципу Паулі на кожному рівні може розташовуватися не більше двох електронів. Заповненими електронами виявляються лише найбільш низькі енергетичні зони. Енергетична зона, на якій розташовуються зовнішні валентні електрони атома, що знаходяться в основному, тобто незбудженому стані, називається валентною зоною (ВЗ). Вона є дозволеною енергетичною зоною. Дозволена зона збудженого стану атома називається зоною провідності (ЗП). У забороненій енергетичній зоні (ЗЗ) немає енергетичних рівнів, на яких могли б розташовуватися електрони основного компонента цієї речовини.

Залежно від будови і міри заповнення зовнішніх енергетичних зон усі речовини, з точки зору електропровідності, можна розділити на три класи: провідники (до них відносяться метали), напівпровідники і діелектрики. Структура їх енергетичних зон показана на рис. 3.

На енергетичних зонних діаграмах верхній енергетичний рівень валентної зони позначають E_v , а нижній енергетичний рівень зони провідності – E_c . Ширину забороненої зони позначатимемо ΔE , вона дорівнює різниці між енергіями нижнього енергетичного рівня зони провідності і верхнього енергетичного рівня валентної зони $\Delta E = E_c - E_v$.

У металів валентна зона і зона провідності перекриваються або співпадають. Тому у них електрони, які позначаються темними кружками, можуть вільно переміщатися по енергетичних рівнях, створюючи тим самим електричний струм, і вони є провідниками.

У напівпровідників четвертої групи Si і Ge, як показано на рис. 2, між валентною зоною, яка має чотири стани на атом і заповненою чотирма валентними електронами, і зоною провідності, що має також чотири стани на атом і що є не заповненою, утворюється заборонена зона, на якій

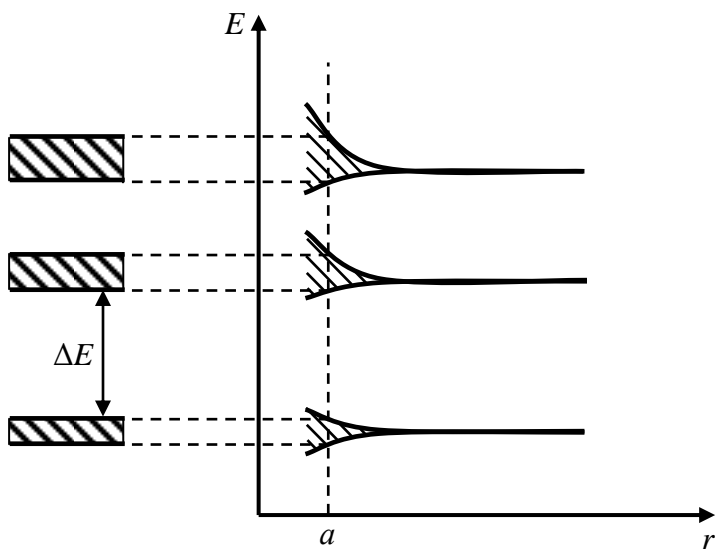


Рис. 1. Утворення енергетичних зон з атомних рівнів
(a – параметр кристалічної решітки)

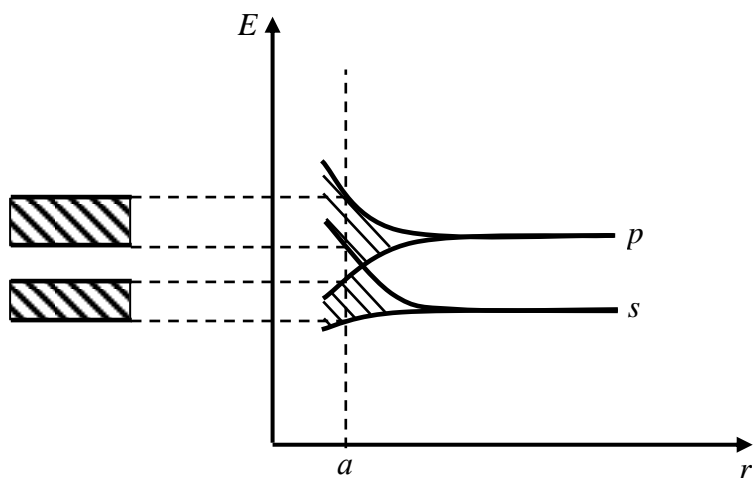


Рис. 2. Енергетичні зони алмазоподібних елементів четвертої
групи періодичної системи (a – параметр кристалічної решітки)

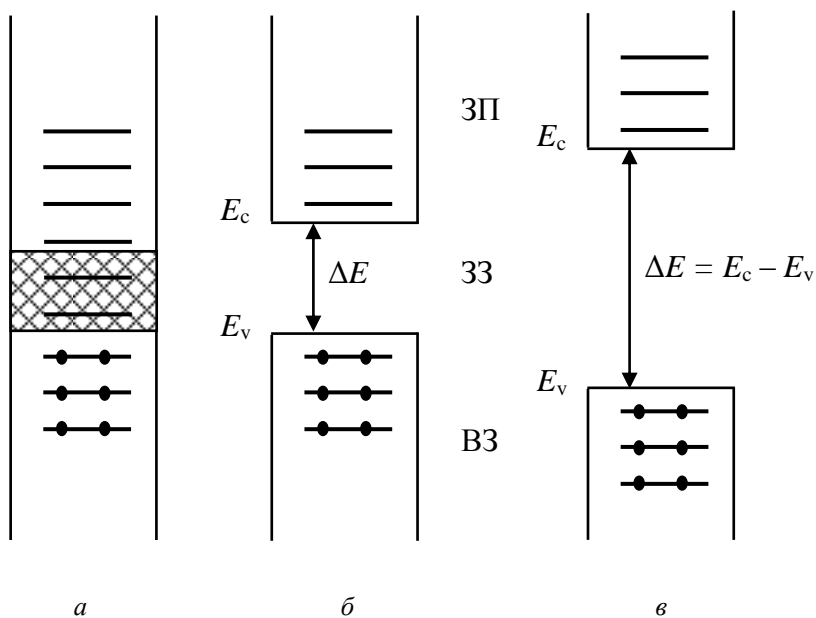


Рис. 3. Зонна структура провідників – *a*, напівпровідників – *б* і діелектриків – *в*

не може розташуватися електрон основного компонента речовини.

Принципової різниці у будові енергетичних зон діелектриків і напівпровідників немає, але у діелектриків ширина забороненої зони значно більша, чим у напівпровідників. Ширина забороненої зони є мірою енергії, яку необхідно передати електрону, щоб він зміг з валентної зони перейти в зону провідності. Тому від значення ΔE залежатиме електропровідність матеріалу.

Розглянемо з точки зору будови зонної структури електричні властивості металів, напівпровідників і діелектриків. При створенні в них електричного поля з напруженістю \vec{E} , це поле діятиме на кожен електрон з силою $\vec{F} = -e\vec{E}$, тобто примушуватиме електрони

зміщуватися в напрямку, протилежному до напрямку електричного поля, оскільки заряд електрона e є величиною негативною.

В металах цієї сили цілком достатньо, щоб передати електронам енергію, достатню для переходу електронів по енергетичних рівнях зони провідності, яка у металів виявляється вільною і близько розташованою до валентної зони. Тому в металах безперешкодно відбувається перехід електронів у нові квантові стани на вільні енергетичні рівні, що призводить до переважного руху вільних електронів у напрямі, протилежному до напрямку електричного поля. Це переміщення електронів і створює електричний струм при будь-яких значеннях прикладеної напруги і створюваного нею електричного поля. Тому метали є гарними провідниками електричного струму. Питомий опір металів ρ складає величину близько $\rho \sim 10^{-8}$ Ом·м, а концентрація вільних електронів провідності $n \sim 10^{22}$ см $^{-3}$.

В кристалах напівпровідників валентні зони заповнені повністю і відокремлені від зони провідності, де існують вільні енергетичні рівні, досить широким енергетичним інтервалом рівним енергії ширини забороненої зони $\Delta E \sim 1$ eВ. Зовнішнє електричне поле, прикладене до такого кристала, не в змозі змінити характер руху електронів у валентній зоні. Воно лише може викликати перестановку електронів місцями, що не порушує симетрії їх розташування і не може призводити до появи їх спрямованого руху, тобто появи в кристалі електричного струму. Щоб в кристалі напівпровідника зміг утворитися електричний струм, необхідно, щоб в його зоні провідності знаходилася деяка кількість електронів. Для цього їм необхідно перейти з валентної зони в зону провідності. Щоб здійснити такий перехід, електронам необхідно повідомити енергію не меншу, чим енергія ширини забороненої зони ΔE . Електричне поле повідомити електронам таку енергію не в змозі. Електрони можуть переходити з валентної зони в зону провідності за рахунок термічного збудження, яке відбувається при зіткненнях атомів, що беруть участь в хаотичному тепловому русі усередині кристалічної решітки кристала. При кімнатних температурах в зоні провідності напівпровідників вже знаходиться деяка кількість електронів. Тому після прикладання до кристала напруги і створення електричного поля, в ньому може протікати

електричний струм за рахунок переміщення електронів по рівнях зони провідності, як і в металах, але провідність напівпровідників значно нижча, ніж у металів, оскільки число носіїв електричного струму в них значно менше. Наприклад, у силіцію при кімнатній температурі ширина забороненої зони $\Delta E = 1,12$ еВ, а концентрація носіїв електричного заряду $n \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$, що на дванадцять порядків менше, ніж у металів. Питомий опір силіцію $\rho \sim 10^3$ Ом·м. Тому електричний струм в принципі протікати може, але він буде набагато менше, ніж у металів, через що такі матеріали називають напівпровідниками.

У діелектриків ширина забороненої зони ΔE значно більше, чим у напівпровідників. Тому, щоб почав проводити електричний струм діелектрик, його необхідно нагрівати до дуже високих температур, оскільки при звичайних температурах енергії теплового руху атомів недостатньо для подолання забороненої зони з шириною ΔE , характерною для діелектриків. При таких високих температурах діелектрик швидше розплавиться, чим почне проводити електричний струм. Тому діелектрики при звичайних температурах є ізоляторами. Наприклад, у кварцу при кімнатній температурі $\Delta E = 6,0$ еВ, а питомий опір $\rho \sim 10^{18}$ Ом·м, що на 26 порядків більше, ніж у металів. У алмазу $\Delta E = 5,2$ еВ, а питомий опір $\rho \sim 10^{10}$ Ом·м. Тому вони є діелектриками.

З точки зору електропровідності напівпровідники розташовуватимуться між провідниками і діелектриками. Ділення твердих тіл на діелектрики і напівпровідники є чисто умовним. У міру того, як починають використовуватися напівпровідникові матеріали з усе більш широкою шириною забороненої зони, подібне ділення поступово втрачає свій сенс.

Основними матеріалами, властивості яких найістотнішим чином впливають на розвиток сучасної мікро і наноелектроніки, є напівпровідники. Тому надалі розглядатимуться їх основні властивості і класифікація.

ФУНКЦІЯ РОЗПОДІЛУ ФЕРМІ – ДІРАКА. РІВЕНЬ ФЕРМІ

Розподіл електронів по енергетичних рівнях валентної зони і зони провідності напівпровідників описується функцією Фермі – Дірака

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_F)}{kT}} + 1}, \quad (1)$$

де E – енергія електрона, T – абсолютна температура, k – стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), E_F – енергія Фермі або рівень Фермі, який також носить назву хімічного потенціалу і часто позначається як μ . Цей розподіл лежить в основі статистики Фермі – Дірака. Частинки, які підпорядковуються цій статистиці, називаються ферміонами. До їх числа відносяться усі частинки, які мають напівцілий спин. Для ферміонів характерне те, що вони ніколи не займають стану, в якому вже знаходиться інша частинка, тобто вони підпорядковуються принципу Паулі.

Функція розподілу $f(E)$ є ймовірністю заповнення електронами енергетичних рівнів відповідних зон залежно від значення їх енергії E і температури T , при якій знаходиться речовина. Причому саме температура гратиме для напівпровідників вирішальне значення в розподілі електронів по енергетичних зонах. Залежно від температури кристала функція розподілу може мати наступні вигляди, наведені на рис. 4.

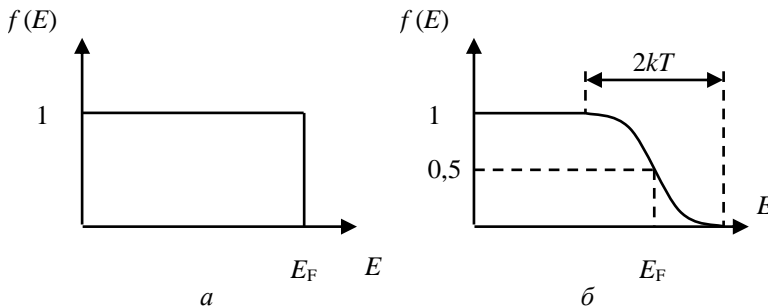


Рис. 4. Графіки функції розподілу електронів залежно від температури напівпровідника: $a - T = 0$ К, $б - T > 0$ К

При температурі $T = 0$ К функція розподілу $f(E)$ має вигляд, представлений на рис. 4а. З цього розподілу виходить те, що валентна зона напівпровідника при $E < E_F$ буде забудована повністю, імовірність

її заповнення дорівнює 1, а рівень Фермі співпадатиме строго з вершиною валентної зони і в цьому випадку $E_F = E_v$. При енергіях електронів більше чим E_F функція розподілу $f(E) = 0$. Це означає, що ймовірність заповнення електронами зони провідності дорівнює нулю, тобто вона буде повністю вільною. З цього виходить те, що електропровідність напівпровідників при дуже низьких температурах буде неможливою і вони є ізоляторами.

При температурах, відмінних від нуля, сходинок функції розподілу зазнає розмиття на ширину енергії $2kT$, що показано на рис. 4б. Причому, чим більше температура, тим ширше буде розмиття. Якщо теплової енергії kT буде досить, щоб електрон зміг здолати ширину забороненої зони, то з'являється ймовірність переходу електронів з валентної зони в зону провідності і вона тим більша, чим вище температура. Такі переходи приведуть до того, що в напівпровіднику зможе протікати електричний струм при прикладанні до нього зовнішньої напруги, яка створює електричне поле. Причому струм збільшуватиметься у міру зростання температури. При цьому незалежно від значення температури при енергіях електрона, рівних енергії Фермі $E = E_F$, функція розподілу $f(E) = 1/2$. Отже, рівень Фермі співпадає з тим енергетичним рівнем, імовірність заповнення якого дорівнює $1/2$.

Імовірність заповнення рівнів зони провідності лежить в хвості кривої розподілу, тому її значення можна знаходити з функції Фермі – Дірака по спрощеній формулі

$$f(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}}. \quad (2)$$

Кількість електронів які перейшли з валентної зони в зону провідності буде пропорційна цій імовірності і носить експоненціальну залежність.

ВЛАСНІ НАПІВПРОВІДНИКИ

Власними називаються напівпровідники, що складаються практично тільки з одного сорту атомів, наприклад силіцію, і що не мають інших домішок, які спеціально вводяться при легуванні. Функція розподілу Фермі – Дірака і зонна структура власного напівпровідника при $T = 300 \text{ K}$

показані на рис. 5. Як видно з рисунка, при кімнатній температурі існує ймовірність того, що електрони з валентної зони переходитимуть в зону провідності, що показано на рисунку стрілкою, спрямованою вгору. При цьому у валентній зоні з'являється вакансія, яка має надлишковий позитивний заряд. Такі вакансії називаються дірками. Дірки можна розглядати, як деякі позитивно заряджені частинки, заряд яких дорівнює заряду електрона (їх називають квазічастинками і позначають світлими кружками).

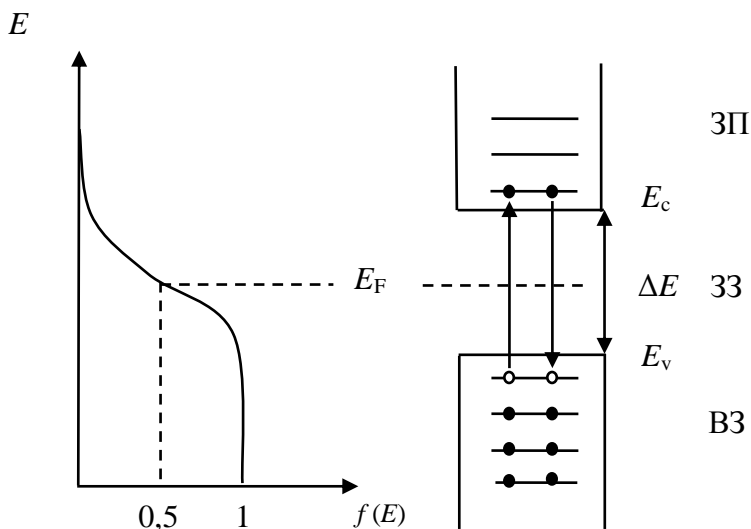


Рис. 5. Функція розподілу Фермі – Дірака і зонна структура для зовнішніх електронів власного напівпровідника при кімнатній температурі

Дірки можуть переміщатися в межах валентної зони. Оскільки дірка є вакантним місцем, то вона здатна захопити електрон з сусіднього енергетичного підрівня, але на місці захопленого діркою електрона утворюється нова вакансія. Таким чином, дірки переміщатимуться у валентній зоні. Дірки мають позитивний елементарний заряд, але на відміну від електронів у них будуть свої ефективна маса m_p і рухливість u_p , які відрізняються від відповідних значень у електронів, тобто m_n і u_n .

Енергія електрона в зоні провідності вища, ніж у валентній зоні на величину не меншу ширини забороненої зони ΔE , тому електрони із зони провідності можуть самостійно повертатися назад у валентну зону на вільні вакантні місця, що показано на рис. 5 стрілкою спрямованою вниз. Такі переходи називаються рекомбінацією. Таким чином, у власному напівпровіднику одночасно можуть протікати наступні два процеси: попарне народження вільних електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні за рахунок теплового збудження атомів і їх рекомбінація, яка призводить до попарного зникнення як вільних електронів у зоні провідності, так і дірок у валентній зоні. З цього виходить те, що концентрації електронів провідності n_i і дірок p_i у власному напівпровіднику завжди будуть однаковими, тобто $n_i = p_i$.

У власному напівпровіднику значення енергії Фермі визначається наступним співвідношенням

$$E_F = \frac{1}{2} \Delta E + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n} . \quad (3)$$

Другий доданок в цій формулі є малим в порівнянні з першим і їм можна нехтувати, тому можна вважати

$$E_F = \frac{1}{2} \Delta E , \quad (4)$$

тобто, у власному напівпровіднику рівень Фермі розташовується посередині забороненої зони, що показано на рис. 5. Отже, для вільних електронів, які перейшли в зону провідності, величина різниці енергій $E - E_F = 0,5 \Delta E$, а ймовірність заповнення рівнів зони провідності (2) можна вважати рівною

$$f(E) \approx e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} . \quad (5)$$

З урахуванням формули (5) концентрація носіїв електричного струму у власних напівпровідниках визначатиметься наступною формулою

$$n_i = p_i = \frac{2(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (6)$$

де m_n і m_p – ефективні маси електронів і дірок, h – фундаментальна фізична стала мікросвіту, яка називається постійною Планка. З формули (6) виходить те, що рівноважна концентрація носіїв струму у власному напівпровіднику залежить від ширини забороненої зони і температури напівпровідника. Як приклад в таблиці 3 приведені концентрації носіїв і їх рухливості при кімнатній температурі в силіції, германії і сірому олові, які мають один і той же тип кристалічної решітки, але різні значення ширини забороненої зони. З таблиці 3 видно, що зменшення ширини забороненої зони з 1,12 еВ до 0,08 еВ, що змінюється приблизно в 15 разів, викликає збільшення концентрації носіїв на 8 порядків.

Таблиця 3 – Параметри напівпровідників при кімнатній температурі

Параметр	Одиниця виміру	Si	Ge	Sn
Ширина забороненої зони	еВ	1,12	0,67	0.08
Концентрація носіїв заряду n_i	м ⁻³	$1,5 \cdot 10^{16}$	$2,12 \cdot 10^{19}$	$\sim 10^{24}$
Питомий опір ρ	Ом·м	$3 \cdot 10^3$	0,47	$2 \cdot 10^{-6}$
Рухливість носіїв заряду для електронів μ_n для дірок μ_p	м ² /В·с	0,135 0,048	0,39 0,18	0,25 0,24

В таблиці 4 показана зміна концентрації носіїв електричного струму в германії при зміні температури. Як видно з таблиці, підвищення темпе-

Таблиця 4 – Концентрація носіїв в германії при різних температурах

T, K	100	300	600
n_i, m^{-3}	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{23}$

ратури від 100 до 600 К призводить до збільшення концентрації носіїв заряду на 16 порядків.

Інші величини, що входять у формулу (6) для концентрації носіїв електричного струму, такого значення як температура і ширина забороненої зони не мають. Тому для простоти її найчастіше представляють в наступному виді

$$n_i = n_{oi} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (7)$$

де n_{oi} – є передекспоненціальним множником. Таким чином, для власного напівпровідника концентрація носіїв струму визначатиметься експоненціальною функцією, що зростає при підвищенні температури.

ВЛАСНА ПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Напівпровідники з високою мірою очищення, які не містять хімічних домішок, називаються власними. Їх електропровідність створюють вільні електрони, що переміщуються в зоні провідності, і дірки, які переміщуються у валентній зоні. Цю провідність і називають власною провідністю напівпровідника. Вона дорівнюватиме сумі провідності вільних електронів $\sigma_{ni} = en_i u_n$ і провідності, обумовленій наявністю дірок $\sigma_{pi} = ep_i u_p$. Оскільки концентрації вільних електронів і дірок у власному напівпровіднику завжди дорівнюють одна одній $n_i = p_i$, то провідність можна записати як

$$\sigma_i = \sigma_{ni} + \sigma_{pi} = en_i u_n + ep_i u_p = en_i (u_n + u_p). \quad (8)$$

З формули (8) видно, що провідність залежатиме від концентрації носіїв заряду n_i і їх рухливостей. Вирішальний вклад в провідність вноситиме концентрація носіїв заряду, яка визначається формулою (7). Підставляючи її значення у формулу (8) отримаємо

$$\sigma_i = \sigma_{oi} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (9)$$

де σ_{oi} – передекспоненціальний множник, в який входять усі множники окрім експоненти з формул (6 – 8). Цей множник впливає на провідність не дуже. Провідність в основному визначатиметься експонентою, залежною від ширини забороненої зони напівпровідника і його температури, при підвищенні якої провідність збільшується. Якщо температура прагнуче до нескінченності, то σ_i прагнуче до σ_{oi} . Таким чином, передекспоненціальний множник σ_{oi} визначає провідність власного напівпровідника при дуже високих температурах.

Провідність σ_i є величиною зворотною питомому опору ρ , а опір R прямо пропорційний ρ . Тому опір власних напівпровідників можна представити формулою

$$R_i = R_{oi} e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (10)$$

тобто, опір змінюватиметься за експоненціальним законом. Причому при підвищенні температури опір напівпровідників зменшується, а у металів він підвищується. Тому у напівпровідників з підвищенням температури електропровідність підвищується, а у металів знижується.

Якщо на напівпровідник подати напругу, то утворене нею електричне поле створюватиме додаткове прискорення вільних електронів і дірок, що накладається на їх хаотичний тепловий рух. Заряди почнуть рухатися спрямовано. Цей рух називають дрейфом носіїв заряду. Дрейф приведе до створення в напівпровіднику струму провідності, який називають дрейфовим струмом. Дрейфовий струм рівний

$$I_{др} = j_{др} S, \quad (11)$$

де S – площа поперечного перерізу напівпровідника, $j_{др}$ – щільність дрейфового струму. Протікання дрейфового струму показано на рис. 6.

Дірки переміщуються у валентній зоні в напрямі електричного поля, а вільні електрони переміщуються в зоні провідності в напрямі, протилежному до електричного поля, що показано на рис. 6 зігнутими стрілками.

Власна провідність напівпровідників має досить низькі значення і є невеликою величиною, тому що концентрація носіїв заряду n_i у власних

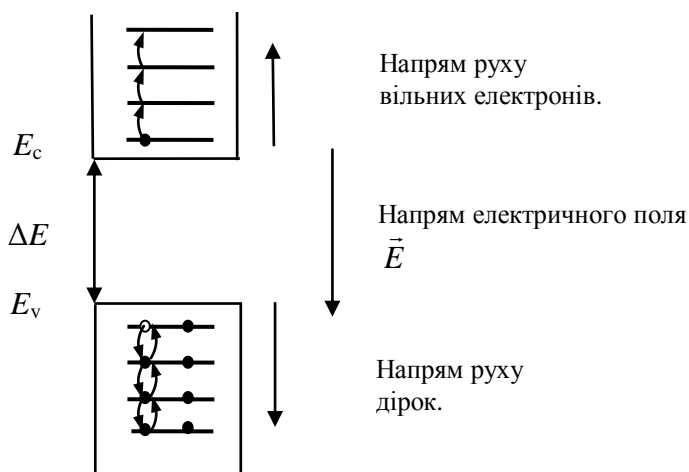


Рис. 6. Струм провідності у власному напівпровіднику

напівпровідниках незначна. Тому власні напівпровідники використовують дуже рідко, оскільки при нормальних температурах вони мають низьку електропровідність.

ДОМІШКОВІ НАПІВПРОВІДНИКИ

Для виготовлення напівпровідникових приладів застосовуються напівпровідники, які містять домішки інших напівпровідників. Їх отримують шляхом введення в чисті напівпровідники легуючих домішок. При цьому отримують переважну провідність або вільних електронів над дірками або, навпаки, дірок над електронами.

В основному напівпровідникові прилади виготовляють на основі силіцію. У кристалі силіцію міститься близько $5 \cdot 10^{28}$ ат/м³. Концентрації легуючих домішок зазвичай знаходяться в межах від 10^{20} до 10^{26} ат/м³. Для низьких концентрацій домішок 10^{20} ат/м³ на кожні 10^9 атомів силіцію доводиться близько двох атомів домішок. Для високих концентрацій домішок 10^{26} ат/м³ на 10^3 атомів силіцію буде близько двох атомів домішок. При низькій концентрації домішок в напівпровіднику кожен

атом домішки розташовуватиметься практично ізольовано від інших, тому взаємодії між атомами домішок в цьому випадку можна не враховувати.

При температурах близьких до кімнатної теплова вібрація атомів в кристалічній решітці призводить до утворення електронно-діркових пар і їх подальшої рекомбінації, що представляє власну провідність. При цьому концентрації вільних електронів і дірок в чистому силіції досягають значення $1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Це буде значно менше концентрації дірок і вільних електронів, що створюються атомами домішок, які практично усі будуть іонізовані в діапазоні робочих температур. Тому, попри те, що концентрація атомів домішок буде маленькою в порівнянні з концентрацією атомів силіцію, саме вони визначатимуть провідність легованого силіцію.

ДОНОРНІ НАПІВПРОВІДНИКИ АБО НАПІВПРОВІДНИКИ

n – ТИПУ

Для створення донорних напівпровідників до чотиривалентних силіцію або германію додають домішки напівпровідників з п'ятої групи періодичної системи елементів, такі як фосфор, арсен або стибій. Для утворення кристалічної решітки чотиривалентному атому основного компонента необхідно створити чотири пари ковалентних зв'язків, що приведе до утворення зонної структури, характерної для власного напівпровідника з повністю забудованою валентною зоною, що показано на рис. 5. Але у атома домішки валентних електронів п'ять. Чотири з них утворюватимуть ковалентні зв'язки з атомами основного компонента, а п'ятий, відповідно до принципу Паулі, у валентній зоні розташовуватися не може. Він утворює додатковий донорний рівень в межах забороненої зони основного компонента. Цей рівень розташовується ближче до дна зони провідності. Структура енергетичних зон донорного напівпровідника наведена на рис. 7.

Величина рівноважного значення енергії Фермі E_F в цьому випадку визначається формулою

$$E_F = \frac{1}{2} E_d + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_d}{N_e}, \quad (12)$$

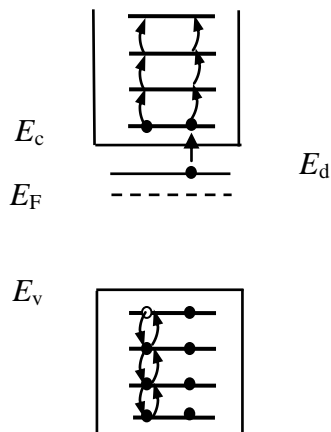


Рис. 7. Зонна структура донорного напівпровідника

де E_d – значення енергії донорного домішкового енергетичного рівня, N_d – концентрація атомів донорної домішки, N_e – концентрація вільних електронів в зоні провідності. Оскільки практично усі атоми домішки будуть іонізовані, то ці концентрації будуть практично однаковими і другий доданок у формулі (12) можна не враховувати і вважати, що рівень Фермі в донорному напівпровіднику розташовується нижче донорного рівня на відстані рівному $E_d/2$, що буде значно вище за центр ширини забороненої зони.

Значення енергій донорних рівнів E_d при легуванні силіцію і германію елементами п'ятої групи періодичної системи приведені в таблиці 5.

Таблиця 5 – Енергії донорних рівнів в електронвольтах

Легуючий елемент	P	As	Sb
Si	0,044	0,049	0,039
Ge	0,012	0,013	0,010

Ці енергії в декілька десятків разів менше енергії ширини забороненої зони основних компонентів, приведених в таблиці 1. Тому при тепловому збудженні атомів ці електрони в першу чергу переходитимуть з донорних рівнів в зону провідності, і кількість вільних електронів в зоні провідності в цьому випадку значно перевищуватиме кількість дірок у валентній зоні, які утворюються за рахунок власної провідності основного компонента кристала. Електропровідність в цьому випадку здійснюється переважно за рахунок негативних електронів, тому донорні напівпровідники дістали назву напівпровідників *n* – типу.

Рівноважна концентрація вільних електронів провідності в донорних напівпровідниках визначається формулою

$$n = \frac{\sqrt{2N_d} (2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_d}{2kT}}. \quad (13)$$

В цьому випадку концентрація носіїв електричного струму визначається температурою і енергією донорного рівня і не залежить від ширини забороненої зони. Оскільки $E_d \ll \Delta E$, то концентрація вільних електронів буде набагато більше рівноважної концентрації носіїв струму у власному напівпровіднику. Тому електропровідність донорного напівпровідника значно вище власного і визначатиметься формулою

$$\sigma_n = \sigma_{on} e^{-\frac{E_d}{2kT}}. \quad (14)$$

При прикладанні зовнішньої напруги через донорний напівпровідник протікатиме дрейфовий струм переважно за рахунок електронів.

АКЦЕПТОРНІ НАПІВПРОВІДНИКИ АБО НАПІВПРОВІДНИКИ *p* – ТИПУ

Для створення акцепторних напівпровідників до чотиривалентних силіцію або германію додають домішки напівпровідників з третьої групи

періодичної системи елементів, такі як бор, галій або індій. Для утворення кристалічної решітки чотиривалентним атомам основного компонента необхідно створити чотири пари ковалентних зв'язків, але у атомів домішок валентних електронів тільки три і один із зв'язків буде не заповненим. Внаслідок теплового руху деякі валентні електрони атомів силіцію або германію здатні перейти на незаповнений зв'язок, утворюючи біля атомів домішок дірки. Для цього необхідна значно менша енергія, ніж для подолання забороненої зони. Утворені дірки не можуть розташовуватися у валентній зоні і утворюватимуть додаткові акцепторні рівні в межах забороненої зони основного компонента. Ці рівні розташовуються ближче до стелі валентної зони. Структура енергетичних зон акцепторного напівпровідника показана на рис. 8.

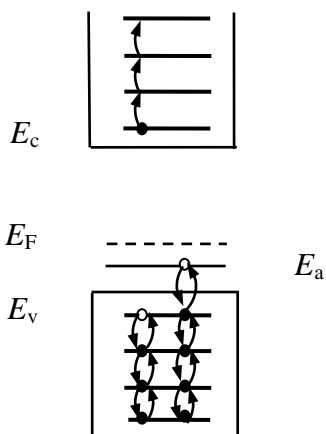


Рис. 8. Зонна структура акцепторного напівпровідника

Величина рівноважного значення енергії Фермі в цьому випадку визначається формулою

$$E_F = \frac{1}{2} E_a + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_a}{N_v}, \quad (15)$$

де E_a – значення енергії акцепторного домішкового енергетичного рівня, N_a - концентрація атомів акцепторної домішки, N_v - концентрація дірок у валентній зоні. Оскільки практично усі атоми домішки будуть іонізовані, то ці концентрації будуть практично однаковими і другий доданок у формулі (15) можна не враховувати і вважати, що рівень Фермі в акцепторному напівпровіднику розташовується вище за акцепторний рівень на відстані рівному $E_a/2$, що буде значно нижче центру ширини забороненої зони.

В акцепторних напівпровідниках електрони з валентної зони можуть переходити не лише в зону провідності, що відповідає власній провідності, але і на створені акцепторні рівні, енергія яких буде набагато менша енергії ширини забороненої зони основного компонента $E_a \ll \Delta E$. Значення енергії акцепторних рівнів E_a при легуванні силіцію і германію елементами третьої групи періодичної системи приведені в таблиці 6. Ці енергії в декілька десятків разів менше енергії ширини забороненої зони основних компонентів. При тепловому збудженні атомів електрони в першу чергу переходитимуть з валентної зони на акцепторні рівні, оскільки це енергетично набагато вигідніше. Тому усі акцепторні рівні будуть зайняті, і концентрація дірок у валентній зоні значно перевищуватиме концентрацію вільних електронів в зоні провідності, які утворюються за рахунок переходів з валентної зони в зону провідності.

Таблиця 6 – Енергії акцепторних рівнів в електронвольтах

Легуючий елемент	B	Ga	In
Si	0,0450	0,0650	0,0720
Ge	0,0104	0,0108	0,0112

Тому електропровідність в акцепторних напівпровідниках здійснюється переважно за рахунок позитивно заряджених дірок, що показано на рис. 8 зигзагоподібними стрілками. В силу цього акцепторні напівпровідники дістали назву напівпровідників p – типу.

Рівноважна концентрація дірок визначається формулою

$$p = \frac{\sqrt{2N_a} (2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_a}{2kT}}. \quad (16)$$

Концентрація дірок залежить від температури і енергії акцепторного рівня. Оскільки $E_a \ll \Delta E$, то концентрація дірок буде набагато більшою рівноважної концентрації носіїв струму у власному напівпровіднику. Тому електропровідність акцепторного напівпровідника значно вище власної і визначатиметься формулою

$$\sigma_p = \sigma_{op} e^{-\frac{E_a}{2kT}}. \quad (17)$$

При прикладанні зовнішньої напруги через акцепторний напівпровідник протікатиме дрейфовий струм переважно за рахунок дірок. Щільність дрейфового струму визначається формулою

$$\vec{j}_{др} = \sigma \vec{E}, \quad (18)$$

де \vec{E} – напруженість електричного поля.

ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ НЕВЛАСНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Основними носіями електричного струму в напівпровідниках n – типу являються електрони, а неосновними – дірки. Основними носіями струму в напівпровідниках p – типу являються дірки, а неосновними – електрони. Рівноважні концентрації основних носіїв позначають як n_{no} і p_{po} , а неосновних як n_{po} і p_{no} . В умовах рівноваги для легованих напівпровідників буде справедливий закон діючих мас

$$n_{no} \cdot p_{no} = n_{po} \cdot p_{po} = n_i^2, \quad (19)$$

де індекс “о” означає рівноважну концентрацію. Із закону діючих мас можна знаходити значення концентрацій неосновних носіїв в напівпровідниках, для яких відомі концентрації легуючих домішок, тобто концентрації основних носіїв. Наприклад, якщо до чистого силіцію, у якого концентрація атомів порядку $5 \cdot 10^{28}$ ат/м³ додати фосфор в співвідношенні 10^{-6} , то додатково отримаємо в тому ж об’ємі напівпровідника $\sim 10^{22}$ м⁻³ вільних електронів провідності. До введення домішки в силіції знаходилося $\sim 10^{16}$ м⁻³ вільних електронів. Завдяки введенню домішки концентрація електронів провідності виросла в 10^6 разів і на шість порядків зменшилася концентрація неосновних носіїв, тобто дірок. Це витікає із закону діючих мас (19): $10^{22} \cdot 10^{10} = (10^{16})^2$. Отже, концентрація електронів провідності на 12 порядків буде більше, ніж концентрація дірок. Тому у донорного напівпровідника електропровідність в основному буде електронною, а у акцепторного дірковою.

Якщо умови рівноваги будуть порушені і в напівпровіднику буде створена нерівноважна ситуація (наприклад, в різних місцях концентрація легуючих домішок буде різною), то окрім дрейфового струму в системі з’явиться і дифузійний струм. Як і у випадку із звичайною дифузією система прагнуде до досягнення стану рівноваги. Але в цьому випадку відбувається дифузія електронів і дірок, що приведе до встановлення стану зарядової рівноваги і виконання закону діючих мас.

Щільність дифузійного струму електронів і дірок може бути записана відповідно як

$$j_n = -eD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{і} \quad j_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (20)$$

де D_n і D_p – коефіцієнти дифузії електронів і дірок, помножені на градієнти концентрацій електронів і дірок уздовж осі “х”. Знак мінус вказує на те, що дифузія протікає у напрямі зменшення концентрації електронів і дірок. У силіції значення коефіцієнтів дифузії для електронів і дірок при кімнатній температурі є величинами рівними: $D_n = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м²/с і $D_p = 1,25 \cdot 10^{-3}$ м²/с.

Дифузійні довжини переміщення носіїв заряду визначаються формулами

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{і} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} , \quad (21)$$

де τ_n і τ_p – час життя вільних електронів і дірок в напівпровіднику. Цей час визначає тривалість існування вільних електронів і дірок від моменту їх генерації і до моменту рекомбінації.

Дифузія носіїв заряду грає дуже велику роль в процесі роботи діодів і біполярних транзисторів, що буде розглянуто надалі.

Розглянемо залежність електропровідності невластних напівпровідників від температури. У міру підвищення температури концентрація електронів в зоні провідності збільшується, а на донорних рівнях напівпровідників n – типу зменшується. У напівпровідниках p – типу підвищується концентрація дірок у валентній зоні і зменшується на акцепторних рівнях. При певній температурі T_s – яка називається температурою виснаження домішок, усі атоми домішки будуть іонізовані. В цьому випадку концентрація електронів в зоні провідності напівпровідника n – типу стає практично рівній концентрації донорної домішки $n = N_d$, а концентрація дірок у валентній зоні напівпровідника p – типу стає практично рівній концентрації акцепторної домішки $p = N_a$. Температура виснаження домішки T_s тим вище, чим більше енергії активації домішок і їх концентрація. Наприклад, для германію, що містить $N_d \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$, і має $E_d \sim 0,01 \text{ еВ}$, температура виснаження домішки $T_s \sim 30 \text{ К}$. Тому при кімнатній температурі донорні і акцепторні домішки завжди будуть повністю іонізовані.

Залежність електропровідності напівпровідників від температури зручно представляти в координатах $\ln \sigma - 1/T$, що показано на рис. 9. При цьому треба враховувати, що по осі “ x ” відкладається зворотна температура і її зростання відбувається справа наліво.

В області 1 відбувається підвищення електропровідності із зростанням температури, що забезпечується іонізацією домішкових атомів. Максимального значення домішкова провідність досягає при температурі виснаження домішок T_s .

В області 2 відбувається незначне зменшення провідності. Ця область тягнеться від температури виснаження домішок T_s до температури

переходу до власної провідності напівпровідника T_i . Спад провідності відбувається за рахунок зниження рухливості носіїв електричного струму із зростанням температури. У силіції рухливість носіїв досягає максимального значення при температурах трохи нижче кімнатної, і помітно

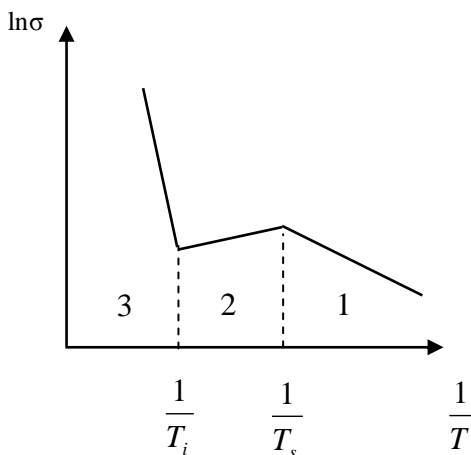


Рис. 9. Температурна залежність електропровідності
невласних напівпровідників

зменшується при температурах вище $50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Це відбувається завдяки інтенсивному розсіюванню дрейфового руху носіїв струму на фонах кристалічної решітки, тобто коливаннях атомів біля своїх положень рівноваги у вузлах кристалічної решітки. Амплітуда цих коливань збільшується із зростанням температури кристала, що призводить до зростання розсіювання носіїв електричного заряду.

Рухливість носіїв заряду залежить і від концентрації домішкових атомів, на яких також відбувається розсіювання дрейфового руху носіїв. При цьому слід зазначити, що рухливість електронів приблизно в три рази більша рухливості дірок. Тому прилади, виготовлені на основі донорних напівпровідників, матимуть менші розміри і працюватимуть на більш високих частотах в порівнянні з приладами, виготовленими на основі акцепторних напівпровідників.

В області 3, яка реалізується при високих температурах більших T_i , відбувається перехід від домішкової до власної провідності. Температура T_i такого переходу тим вище, чим більша ширина забороненої зони напівпровідника і концентрація легуючої домішки в ньому. Для германію, що містить $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $T_i = 450^\circ\text{C}$, а у силіцію при такій мірі легування ця температура буде ще вища. При таких температурах напівпровідникові прилади не працюють, тому реалізувати дуже велику електропровідність неможливо. Напівпровідники застосовуються до температур, які не перевищують T_s , що досягається охолодженням в процесі їх експлуатації. Для германію $T_s \sim 90^\circ\text{C}$, а у силіцію $T_s \sim 140 - 190^\circ\text{C}$, вона визначається властивостями його структури. Таким чином, напівпровідникові прилади, зроблені на основі силіцію, можуть експлуатуватися при більш високих температурах.

$P - n$ – ПЕРЕХІД

Напівпровідникові прилади в основному працюють на основі застосування $p - n$ – переходів, які утворюються шляхом створення контакту між напівпровідниками з $p - i$ n – типами провідності.

При створенні $p - n$ – переходу на його межі утворюються дифузійні потоки основних носіїв заряду, тобто електронів з n – області в p – область і дірок з p – області в n – область. Електрони, що перейшли з n – в p – область, рекомбінуватимуть поблизу межі розділу з дірками p – області. Так само дірки, що перейшли з p – в n – область, рекомбінуватимуть поблизу межі розділу з електронами n – області. В результаті цього в контактному шарі n – області практично не залишається вільних електронів і в ньому формується нерухомий об'ємний позитивний заряд іонізованих донорів. У контактному шарі p – області практично не залишається дірок і в ньому формується нерухомий об'ємний негативний заряд іонізованих акцепторів. При цьому шар p , що отримав додаткові електрони, стане більш негативним, а шар n , що отримав додаткові дірки, стане більш позитивнішим. Таким чином, на межі розділу напівпровідників формується область об'ємного просторового заряду, яка називається подвійним електричним шаром, що має ширину d , як показано на рис. 10.

Подвійний електричний шар сильно збіднений електричними зарядами і має дуже великий опір, що значно перевершує опір усього виробу. Тому його також називають запираючим шаром.

У подвійному електричному шарі створюється контактне електричне запираюче поле \vec{E}_3 і контактна запираюча напруга U_3 , що призводить до створення енергетичного потенціалу $\phi_3 = eU_3$ для основних носіїв заряду. Енергія цього потенціалу дорівнюватиме різниці між рівнями Фермі в початкових напівпровідниках, тобто $\phi_3 = E_{Fn} - E_{Fp}$. Ця енергія призводить до викривлення енергетичних зон напівпровідників в межах подвійного електричного запираючого шару, що показано на рис. 10. Викривлення відбуватиметься до тих пір, поки енергії Фермі в обох напівпровідниках не встановляться на одному рівні, що приведе до рівності хімічних потенціалів контактуючих напівпровідників.

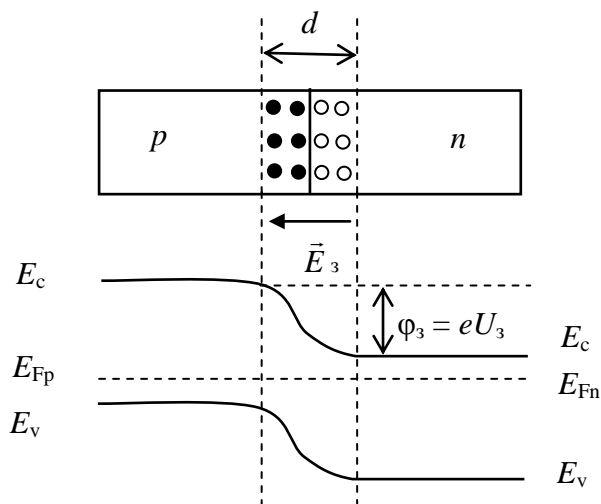


Рис. 10. Утворення подвійного електричного запираючого шару ширини d і структура енергетичних зон напівпровідників

Величина ϕ_3 визначається концентраціями основних і неосновних носіїв заряду, а її максимальне значення не може бути більше енергії

ширини забороненої зони напівпровідника, на основі якого виготовлені контактуючі напівпровідники. У силіції значення запираючої напруги складає величину порядку $U_3 \sim 0,6 - 0,8$ В.

Слід зазначити, що надалі на рисунках будуть показані тільки заборонені зони напівпровідників без показу енергетичних рівнів у валентній зоні і зоні провідності. Електрони будуть позначені темними кружками, а дірки – світлими.

Ширина області просторового заряду подвійного електричного запираючого шару d визначається формулою

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o \varphi_3}{e^2 n_{no}}} . \quad (22)$$

Основним параметром, який впливає на значення d , є концентрація легуючих домішок, тобто вона тим менша, чим більше концентрація домішок. Вважаючи, що $\varphi_3 = 0,8$ eВ і $n_{no} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, з формули (22) отримуємо для силіцію $d = 0,3$ мкм, тобто ця ширина є дуже малою.

Основні носії можуть пройти через подвійний електричний запираючий шар лише у тому випадку, якщо кінетична енергія їх руху достатня для подолання контактного запираючого потенціалу $\varphi_3 = eU_3$. А неосновні носії безперешкодно переносяться через область просторового заряду контактним електричним запираючим полем \vec{E}_3 . Якщо потоки основних носіїв перевищують потоки неосновних, то об'ємний заряд подвійного запираючого шару збільшується, і буде зростати його ширина d . Це збільшення продовжуватиметься до тих пір, поки потоки основних носіїв, зменшуючись, не порівнюються з потоками неосновних носіїв. На переході встановиться динамічна рівновага, коли дрейфовий струм неосновних носіїв в точності дорівнюватиме дифузійному струму основних носіїв $I_{осн} = I_{неосн}$ і результуючий струм через перехід дорівнюватиме нулю. Потенційні енергії електронів E_n і дірок E_p в стані рівноваги показані на рис. 11а.

Розглянемо проходження струму через $p - n$ - перехід.

ПРЯМИЙ СТРУМ АБО ПРЯМЕ ЗМІЩЕННЯ

Якщо до p – області переходу підключити позитивний полюс джерела зовнішнього живлення, а до n – області негативний, то через перехід протікатиме прямий струм, що називається також прямим зміщенням. В цьому випадку зовнішнє джерело живлення створює електричне поле, спрямоване проти запираючого поля, що утворюється в подвійному електричному запираючому шарі. Це приведе до зменшення значення потенційного бар'єру для основних носіїв електричного струму до величини $\phi = \phi_3 - eU = e(U_3 - U)$ і звуженню ширини запираючого шару d , що показано на рис. 11б. Такі зміни в структурі потенційної енергії носіїв приведуть до того, що через перехід протікатиме результуючий прямий струм, який визначається формулою

$$I = I_{\text{осн}} - I_{\text{неосн}} = I_s e^{\frac{eU}{kT}} - I_s = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (23)$$

де U – значення зовнішньої прямої напруги, прикладеної до переходу, I_s – струм термогенерації, який частіше називається струмом насичення. Цей струм створюється неосновними носіями, які проходять через перехід.

Пряме зміщення нелінійно зменшує опір запираючого шару відповідно до формули (10), внаслідок чого прямий струм експоненціально наростає при збільшенні прикладеної напруги, що показано на рис. 12.

ЗВОРОТНИЙ СТРУМ АБО ЗВОРОТНЕ ЗМІЩЕННЯ

Якщо до p – області переходу підключити негативний полюс джерела зовнішнього живлення, а до n – області позитивний, то через перехід протікатиме зворотний струм, що називається також зворотним зміщенням. В цьому випадку зовнішнє джерело живлення створює електричне поле, співпадаюче по напрямку із запираючим полем. Це приведе до збільшення значення потенційного бар'єру для основних носіїв струму до величини $\phi = \phi_3 + eU = e(U_3 + U)$ і розширенню ширини

запираючого шару d , що показано на рис. 11в. Такі зміни в структурі потенційної енергії носіїв приведуть до того, що основні носії не зможуть здолати потенційний бар'єр і струму основних носіїв не буде. В цьому випадку через перехід проходить тільки струм неосновних носіїв, тобто струм насичення I_s . Його величина залишається практично постійною, що показано на рис. 12.

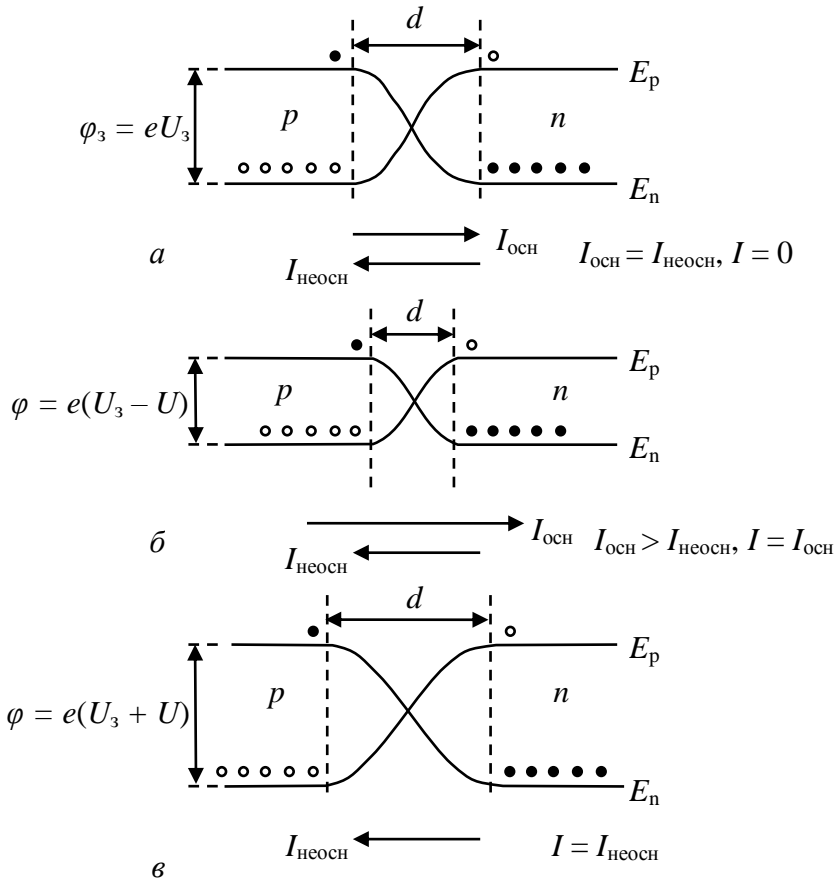


Рис. 11. Потенційні енергії електронів і дірок, а також струми через $p-n$ – перехід: *a* – в стані рівноваги, *б* – прямого зміщення, *в* – зворотного зміщення

Струм насичення не залежить від величини потенційного бар'єру і зовнішньої напруги, а визначається концентрацією неосновних носіїв, що утворюються за рахунок власної провідності основного напівпровідника, з якого зроблені $p - i - n$ області. Внаслідок малої концентрації неосновних носіїв і великого опору запираючого шару зворотний струм набагато порядків менший за прямий.

З підвищенням температури концентрація неосновних носіїв, що утворюються за рахунок власної провідності, збільшується. Це приведе до зростання зворотного струму. При температурі T_i , для якої концентрація основних носіїв стане рівною концентрації неосновних, перехід повністю зникає, і увесь виріб працюватиме як власний напівпровідник. Тому при температурах, що істотно перевищують кімнатні, невідповідні напівпровідники не працюють.

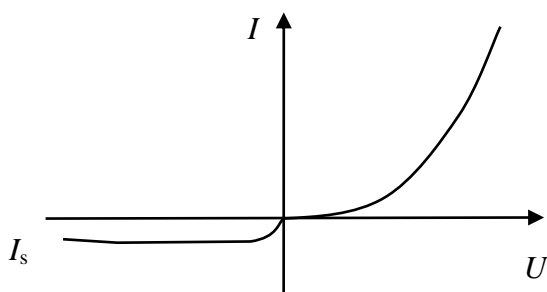


Рис. 12. Вольт-амперна характеристика $p - n$ — переходу.
Позитивні значення напруги відповідають прямому струму,
а негативні — зворотному, рівному струму насичення I_s

Така особливість вольт-амперної характеристики (ВАХ) $p - n$ — переходу дозволяє використовувати його для випрямлення змінного електричного струму.

Прилади, створені на основі одного $p - n$ — переходу називаються діодами. Існує багато різновидів діодів. Розглянемо найбільш поширені з діодів.

ВИПРЯМЛЯЮЧІ ДІОДИ

Випрямляючі діоди призначені для перетворення змінного струму в постійний, що показано на рис. 13.

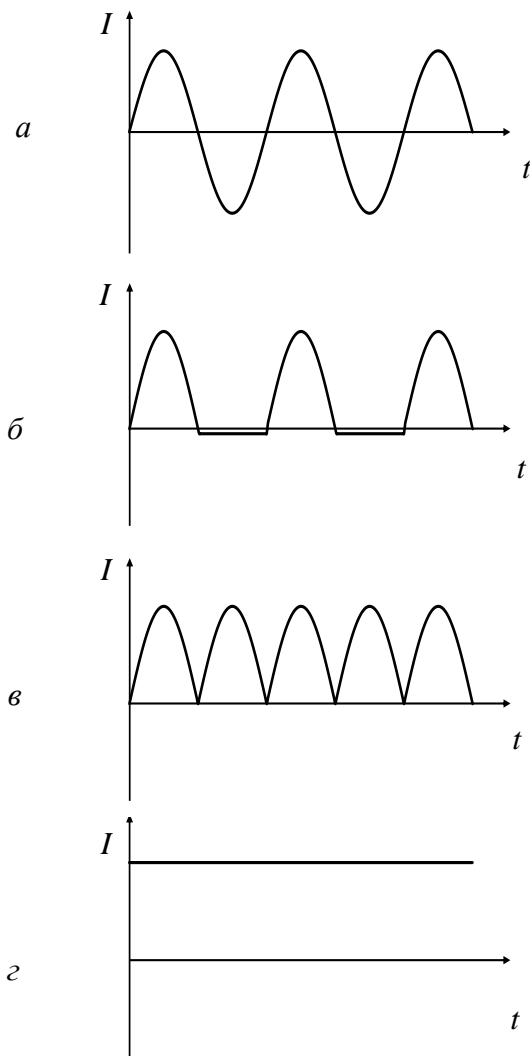


Рис. 13. Перетворення змінного струму – *a*, в постійний – *г*

Якщо на шляху змінного струму, показаного на рис. 13а, помістити один діод, то позитивний напівперіод сигналу, що відповідає прямому зміщенню, проходить через діод безперешкодно і без спотворень, зберігаючи свій вигляд, що показано на рис. 13б. Негативний напівперіод сигналу відповідає зворотному зміщенню і через діод практично не проходить. Його значення дорівнює зворотному струму насичення I_s . При цьому ширина подвійного електричного запираючого шару і його опір пульсуватимуть в такт зі зміною напруги.

Якщо на шляху змінного струму помістити діодний міст, то він пропускати обидва напівперіоди і струм пульсує тільки в прямому напрямі, що показано на рис. 13в.

Якщо після діодного моста помістити фільтр, що містить ємність і індуктивність, то пульсації зникнуть і струм стане величиною постійною, що показано на рис. 13г. Таким чином, зі змінного струму можна отримати постійний струм певної величини.

Частотний діапазон роботи випрямляючих діодів, як правило, не перевищує 500 Гц. Тому вони можуть перетворювати промисловий змінний струм, робоча частота якого 50 Гц.

КОНТАКТ МЕТАЛУ З НАПІВПРОВІДНИКОМ

В металах енергетичні зони заповнюються електронами провідності аж до енергії Фермі, що позначається як $E_{\text{Фм}}$. Щоб електрон зміг покинути метал йому треба повідомити енергію, рівну роботі виходу електрона з цього металу $A_{\text{Вм}}$. У напівпровідниках термодинамічна робота виходу $A_{\text{Вн}}$ також відлічується від значення рівня Фермі $E_{\text{Фн}}$. Надалі індексом “м” позначатимемо метал, а індексом “н” – напівпровідник.

Розглянемо контакт металу з напівпровідником n – типу для випадку, коли термодинамічна робота виходу з металу буде більшою термодинамічної роботи виходу електронів з напівпровідника. На рис. 14а показана структура енергетичних зон металу і напівпровідника n – типу, ізольованих один від одного, а на рис. 14в – для контактуючих один з одним.

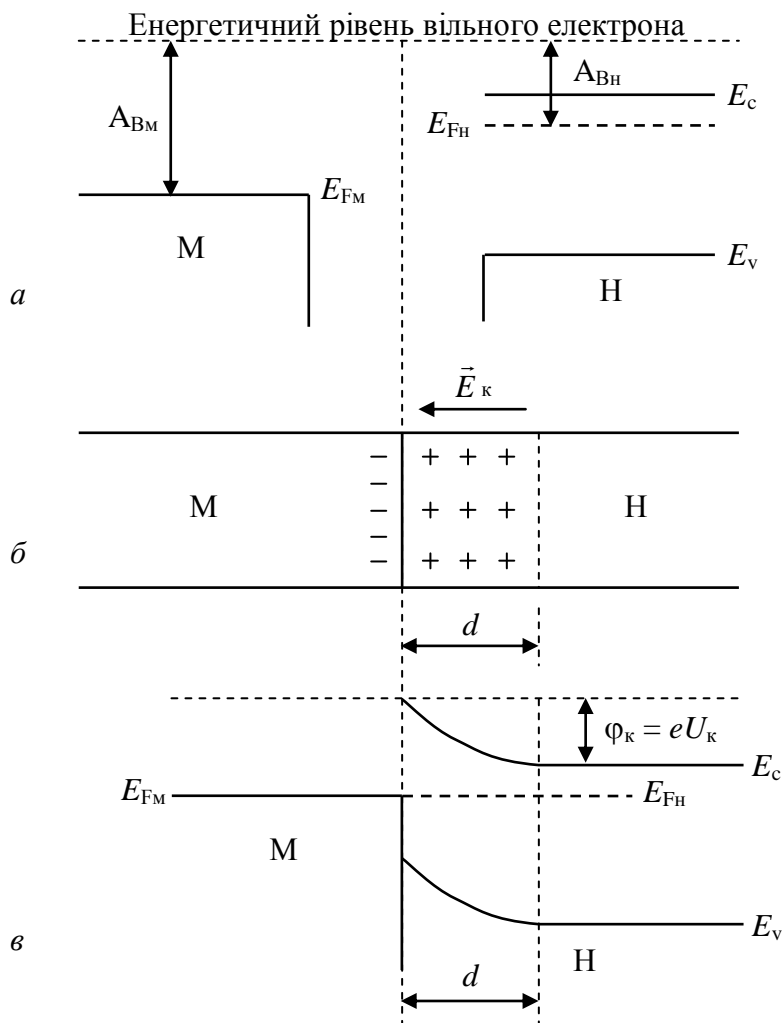


Рис. 14. Енергетичні діаграми ізолюваних і контактуючих металу і напівпровідника – *a*, *в*; утворення блокуючого шару товщини d – *б*

Якщо робота виходу електронів з металу буде більше роботи виходу електронів з напівпровідника, то електрони перетікатимуть з напівпро-

відника в метал до тих пір, поки енергії Фермі металу і напівпровідника не вирівнюються і встановляться на одному рівні. В цьому випадку хімічні потенціали металу і напівпровідника стануть рівними один одному і між ними встановиться рівновага. Це приведе до того, що між металом і напівпровідником утворюється контактна різниця потенціалів U_k . Значення контактної напруги складає величину близько 1 В, як і у разі контакту двох металів.

Під час переходу електронів з напівпровідника в метал в контактному шарі товщини d утворюється нерухомий об'ємний позитивний заряд іонізованих атомів домішок, що показано на рис. 14б. Цей шар практично буде позбавлений вільних електронів, тому його називають збідненим. Збіднений шар напівпровідника має дуже великий опір, тому його також називають блокуючим шаром. У збідненому шарі утворюється контактне електричне поле E_k . Це поле викликає вигин енергетичних зон напівпровідника в межах збідненого блокуючого шару товщини d на величину енергії контактного потенціалу $\phi_k = eU_k$, що показано на рис. 14в.

Товщину збідненого блокуючого шару d в контакті метал – напівпровідник можна розрахувати по формулі (22), замінивши в ній запираючий потенціал ϕ_z на контактний ϕ_k . Ширина блокуючого шару буде прямо пропорційна діелектричній проникності напівпровідника ϵ . Вона збільшується із зростанням контактної напруги U_k і потенціалу, що відповідає йому, $\phi_k = eU_k$, який також визначається різницею робіт виходу з металу і напівпровідника $\phi_k = A_{ВМ} - A_{ВН}$, і зменшується з підвищенням концентрації основних носіїв в напівпровіднику.

Якщо робота виходу електронів з донорного напівпровідника буде більше роботи виходу електронів з металу, то електрони перетікатимуть з металу в напівпровідник. В цьому випадку в контактному шарі напівпровідника утворюється негативний об'ємний заряд і енергія електронів не збільшується, а, навпаки, зменшується на величину контактного потенціалу $\phi_k = eU_k = A_{ВН} - A_{ВМ}$. Внаслідок цього викривлення енергетичних зон напівпровідника відбувається в протилежну сторону, що показано на рис. 15.

Концентрація основних носіїв електричного струму в контактному шарі напівпровідника в цьому випадку підвищується. Тому такий шар

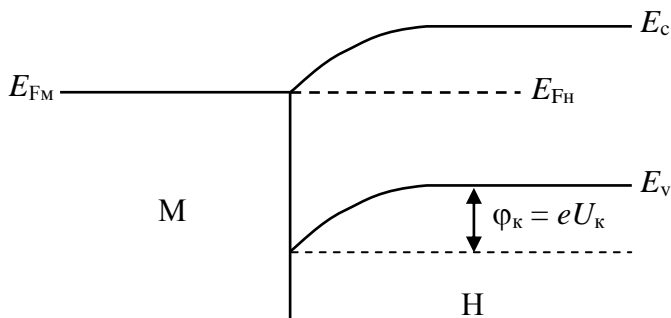


Рис. 15. Енергетична діаграма невідправляючого контакту метал – напівпровідник n – типу

називається збагаченим. Біля кордону розділу напівпровідника p – типу з металом також можуть утворюватися як шари збіднення, так і шари збагачення дірками. Утворення збагачених шарів не може призводити до випрямлення електричного струму, тому на практиці вони не застосовуються.

ВИПРЯМЛЕННЯ СТРУМУ НА КОНТАКТІ МЕТАЛУ З НАПІВПРОВІДНИКОМ

Розглянемо контакт металу з напівпровідником n – типу у разі утворення на межі розділу збідненого блокуючого шару товщини d , що показано на рис. 14в. Блокуючий контакт має різку залежність його опору від напрямку зовнішньої напруги, прикладеної до контакту. Ця залежність настільки велика, що призводить до односторонньої, тобто уніполярної провідності контакту. Контакт легко проводить струм в прямому напрямі і значно гірше в зворотному. У цьому полягає випрямляюча дія контакту металу з напівпровідником, аналогічна протіканню струму в $p - n$ – переході.

Потенційний бар'єр для електронів, що переходять з напівпровідника в метал, $\phi_k = eU_k = A_{\text{ВМ}} - A_{\text{ВН}}$ в точності дорівнюватиме потенційному

бар'єру для електронів, які переходять з металу в напівпровідник. Це призводить до встановлення на контакті стану рівноваги, що показано на рис. 14в. У стані рівноваги потік електронів, що переходять з металу в напівпровідник в точності дорівнюватиме потоку електронів, які переходять з напівпровідника в метал. Тому результуючий струм через контакт дорівнює нулю. Але якщо прикласти до контакту зовнішню напругу, то під її дією відбувається зміна висоти потенційного бар'єру і рівноваги між потоками електронів, які проходять через контакт, не буде.

Якщо прикласти до контакту пряме зміщення, тобто негативний полюс джерела зовнішньої напруги до напівпровідника, а позитивний до металу, то на контакт почне діяти зовнішнє електричне поле, напрям якого буде протилежний до напрямку контактного електричного поля E_k , показаного на рис. 14б. Тому усі рівні у негативно зарядженого напівпровідника змістяться вгору на величину eU_{np} , як показано на рис. 16а. Це приведе до пониження енергетичного бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал, до значення $\phi = \phi_k - eU_{np}$ і зменшенню ширини збідненого шару відповідно до формули

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o\varepsilon(\phi_k - eU_{np})}{e^2 n_{no}}} . \quad (24)$$

При цьому опір блокуючого шару зменшиться, і через контакт протікатиме прямий струм, який створюється переходом електронів з напівпровідника в метал. Величина цього струму буде рости у міру зменшення висоти потенційного бар'єру. Якщо зовнішня пряма напруга збільшиться до значення $U_{np} = U_k$, то потенційний бар'єр зникне зовсім. У приповерхневому шарі напівпровідника опір стане таким же, як і в об'ємі усього напівпровідника. Струм, що проходить через контакт напівпровідника з металом, стане досить великим. При подальшому підвищенні прямої напруги струм рівномірно розподілиться за усім об'ємом напівпровідника. Величина струму буде обмежена лише тепловою потужністю розсіяння напівпровідника.

При цьому зовнішнє поле не впливає на висоту бар'єру для електронів,

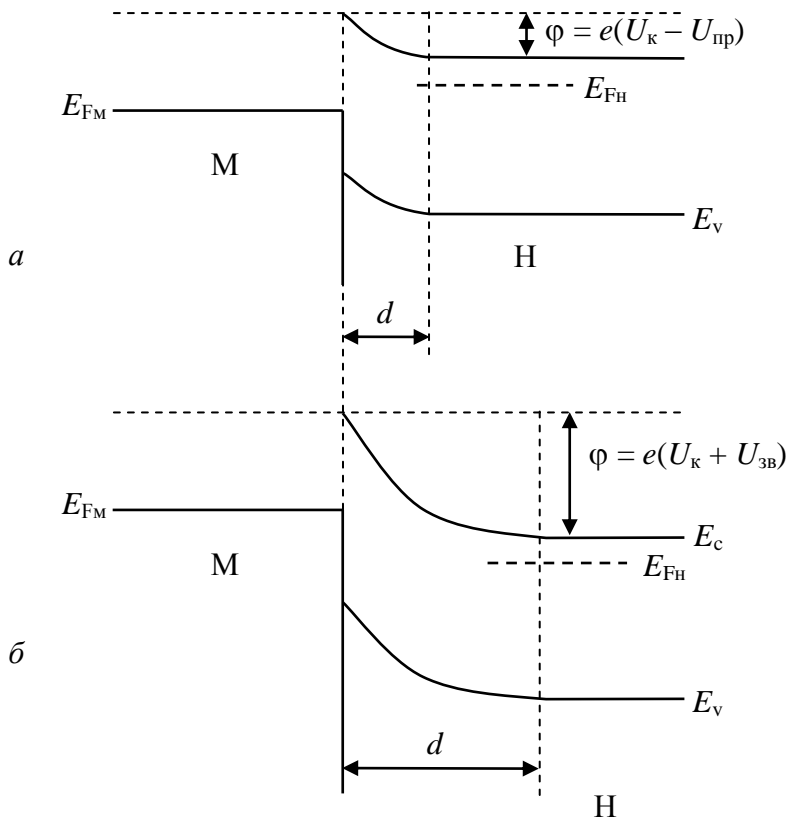


Рис. 16. Енергетичні діаграми контакту металу з напівпровідником у разі прямого – а, і зворотного – б, зміщень, поданих на контакт

що переходять з металу в напівпровідник. Він, як і раніше, залишається рівним різниці робіт виходу $A_{ВМ} - A_{ВН}$. Це призводить до створення зворотного струму насичення і його граничної величини I_s .

Якщо прикласти до контакту зворотне зміщення, тобто позитивний полюс джерела зовнішньої напруги до напівпровідника, а негативний до металу, то зовнішня напруга співпадатиме по напрямку з контактною U_k . В цьому випадку напрям зовнішнього електричного поля співпадатиме з

напрямом контактного поля E_K . Це приведе до того, що енергетичні рівні в напівпровіднику, зарядженому позитивно, змістяться вниз на величину $eU_{зв}$ відносно початкового положення, як показано на рис. 16б. На цю відстань зміститься вниз рівень Фермі E_{Fn} , дно зони провідності E_c і стеля валентної зони E_v . Зворотне зміщення викликає підвищення потенційного бар'єру для електронів, які переходять з напівпровідника в метал, до значення $\phi = \phi_K + eU_{зв}$ і збільшує ширину збідненого шару d до значення

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_o\varepsilon(\phi_K + eU_{зв})}{e^2n_{no}}} . \quad (25)$$

Через контакт протікатиме лише зворотний струм термічно збуджених електронів металу під дією контактного електричного поля, яке створюється у блокуючому шарі. Опір блокуючого шару буде дуже великим, а зворотний струм маленьким.

Струм, що протікає через контакт, може бути представлений наступною формулою

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (26)$$

у якій позитивне значення зовнішньої напруги U відповідає прямому зміщенню $U_{пр}$, а негативне – зворотному $U_{зв}$. Формула (26) є рівнянням вольт-амперної характеристики випрямляючого контакту напівпровідника з металом, показаною на рис. 17.

З рисунка видно, що контакт напівпровідника з металом має випрямляючу дію. Він пропускає струм в прямому напрямі, який експоненціально наростає з підвищенням прикладеної прямої напруги відповідно до формули

$$I_{np} = I_s e^{\frac{eU}{kT}} . \quad (27)$$

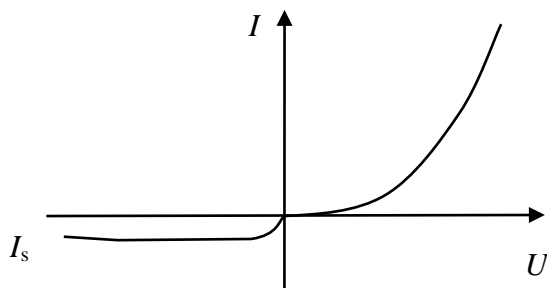


Рис. 17. Вольт-амперна характеристика діода Шотткі

При прикладанні зворотної негативної напруги експонента у формулі (26) швидко прагне до нуля, а зворотний струм до свого граничного значення, рівного $I_{зв} = -I_s$.

Відношення сили прямого струму до сили зворотного струму, які відповідають одній і тій же напрузі, називають коефіцієнтом випрямлення

$$K = \frac{I_{np}}{I_{зв}}, \quad \text{при } U_{пр} = U_{зв}. \quad (28)$$

Для гарних випрямляючих контактів коефіцієнт випрямлення досягає значень десятків і сотень тисяч. Наприклад, якщо прямий струм складає значення близько міліампер, то зворотний струм досягатиме значень тільки близько мікроампер.

Потенційний бар'єр, що утворюється на межі розділу металу і блокуючого шару напівпровідника, називають бар'єром Шотткі, а діоди, працюючі на його основі, діодами Шотткі. Діоди Шотткі можна створювати на основі напівпровідників як n -, так і p -типів, але перевага віддається напівпровідникам n -типу, оскільки рухливість електронів вища, ніж у дірок.

На відміну від діодів, створених на основі $p-n$ -переходу, у яких електричний струм, що проходить через діод, створюють електрони і дірки, діоди Шотткі функціонують тільки на струмі основних носіїв.

Струм через діод Шотткі створюють тільки електрони. Тому перехід електронів з напівпровідника в метал не супроводжується дифузією і подальшою рекомбінацією електронів з дірками. Надмірний заряд електронів в металі миттєво поширюється в його об'ємі і створює дрейфовий струм. В силу цього в контактні металу з напівпровідником не утворюється контактної дифузійної ємності, яка обмежує швидкодію діодів Шотткі і вони можуть працювати на частотах до 100 ГГц, тобто характеризуються високою швидкодією і можуть застосовуватися для перетворення сигналів надвисокої частоти, а також в якості імпульсних пристроїв.

СТАБІЛІТРОНИ

Змінна напруга в ланцюзі може змінюватися залежно від навантаження ланцюга. При зміні величини змінної напруги змінюється і значення постійної напруги, яка отримується при випрямленні змінної. Щоб вона не змінювалася, напругу необхідно стабілізувати, тобто зробити величиною постійною. Діоди, що служать для стабілізації напруги, називаються стабілітронами. Вольт-амперна характеристика стабілітрона має наступний вигляд, показаний на рис. 18.

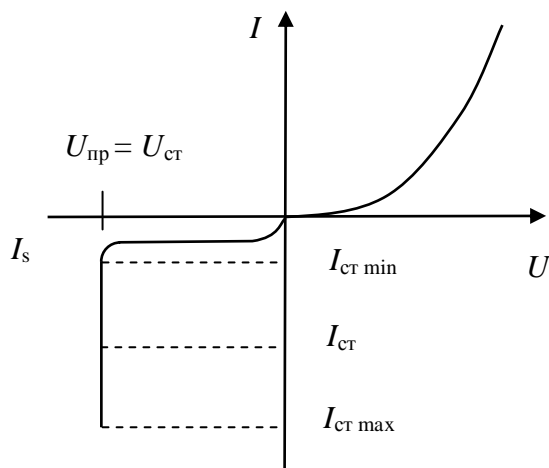


Рис 18. Вольт-амперна характеристика стабілітрона

Кожен випрямляючий діод при прикладанні зворотного зміщення характеризується певною напругою $U_{\text{пр}}$, при якій відбувається його лавинний пробій. Під час лавинного пробою відбувається лавинне наростання зворотного струму, а значення напруги при цьому не змінюється, воно залишається рівним напрузі пробою. Тому напруга пробою відповідатиме напрузі стабілізації, тобто $U_{\text{пр}} = U_{\text{ст}}$. Діоди, призначені для роботи в режимі лавинного пробою, і є стабілітронами. Їх застосовують як стабілізатори напруги.

Під час лавинного пробою при високій зворотній напрузі неосновні носії можуть отримувати в полі переходу настільки велику кінетичну енергію, що виявляються здатними викликати ударну іонізацію атомів напівпровідника. В цьому випадку високоенергетичний електрон передає свою енергію електрону у валентній зоні і переводить його в зону провідності, створюючи таким чином нову електронно – діркову пару. Ударну іонізацію можуть робити як електрони, так і дірки. Створені електрони і дірки можуть призводити до народження нових електронно – діркових пар і їх концентрація при цьому різко збільшується. Таким чином, замість одного електрона або дірки, які увійшли до області об'ємного заряду $p - n$ – переходу, з нього виходить дуже багато електронів і дірок, що і призводить до лавинного наростання зворотного струму, тобто зворотний струм різко росте при незмінній зворотній напрузі, що і є його стабілізацією.

Лавинний пробій характерний для діодів, які мають велику ширину забороненої зони. Тому стабілітрони, в основному, виготовляють із силіцію. В області пробою у стабілітронів, що виготовляються на основі силіцію, в широкому діапазоні робочих струмів від $I_{\text{ст min}}$ до $I_{\text{ст max}}$, що показано на рис.18, не виникає теплового пробою. Тепловий пробій обумовлений наступним. Збільшення зворотного струму призводить до зростання температури, що, у свою чергу, приведе до зростання зворотного струму і так далі. Тому максимальне значення струму стабілізації $I_{\text{ст max}}$ визначається допустимою для цього діода потужністю теплового розсіяння. Для обмеження $I_{\text{ст max}}$ послідовно з діодом в ланцюг включають опір навантаження. Цей опір має бути таким, щоб потужність,

яка виділяється на ньому, не перевищувала розрахункову потужність стабілітрона.

Основною характеристикою стабілітронів є напруга стабілізації $U_{ст}$, яка визначається напругою пробою $U_{пр}$. Значення напруги пробою залежить від товщини d області просторового заряду збідненого шару. Чим вона менша, тим нижче значення напруги пробою $U_{пр}$. Тому напруга стабілізації $U_{ст}$ знижуватиметься із зростанням концентрації легуючих домішок. Найменші значення $U_{ст}$ будуть у тунельних діодів, що розглядаються в наступному розділі.

ТУНЕЛЬНІ ДІОДИ

Тунельні діоди виготовляють на основі $p-n$ – переходу, у якого $p-i$ n – області дуже сильно леговані. Концентрація легуючих домішок у звичайних випрямляючих діодів складає величину $n \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$, а у тунельних діодів вона знаходиться в межах $n \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Це призводить до того, що товщина подвійного електричного збідненого шару d у таких діодів, у відповідності з формулою (22), складає величини $d \sim 10 \text{ нм}$, що значно менше, ніж у випрямляючих діодів. Крізь такі тонкі потенційні бар'єри можливо квантово-механічне явище тунелювання носіїв електричного заряду. Тому такі діоди отримали назву тунельних.

Іншим наслідком великої концентрації носіїв є те, що напівпровідники опиняються у виродженому стані. Відповідно до принципу Паулі відбувається розщеплення домішкових енергетичних рівнів і утворюються домішкові енергетичні зони. Тобто замість окремих донорних або акцепторних рівнів, показаних на рис. 7 і 8, утворюються домішкові енергетичні зони, які примикатимуть до зони провідності в n – області і до валентної зони в p – області. Це призводить до того, що у таких напівпровідників рівні Фермі не розташовуватимуться в межах забороненої зони, а виявляються розташованими в дозволених областях: усередині зони провідності для n – області і усередині валентної зони для p – області. Енергетична схема тунельного діода, який знаходиться в стані термодинамічної рівноваги показана на рис. 19.

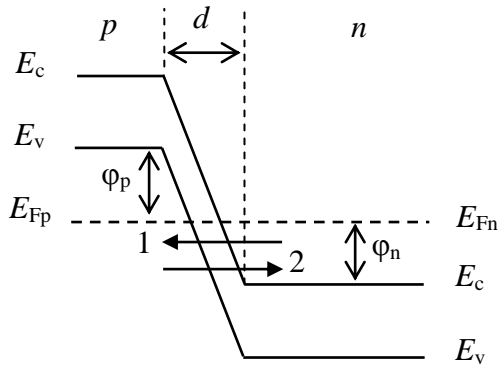


Рис. 19. Енергетична діаграма тунельного діода
в стані термодинамічної рівноваги,
 ϕ_p і ϕ_n – потенціали виродження p – і n – областей

Як і в звичайному $p - n$ – переході випрямляючого діода, в стані термодинамічної рівноваги відбувається викривлення структури енергетичних зон в межах області просторового заряду збіденого шару до тих пір, поки енергії Фермі n – і p – областей не встановляться на однаковому рівні. Вище за рівень Фермі усі стани по обох сторонах переходу виявляються незаповненими, а нижче рівня Фермі усі дозволені стани по обох сторонах переходу заповнені електронами. Це призводить до того, що в рівноважному стані валентна зона p – області перекривається із зоною провідності n – області. Області перекриття знаходяться нижче рівнів Фермі в кожній з областей на рис. 19. Перекриття зон робить можливим тунельне просочування електронів з n – в p – область, що відповідає переходам, позначеним стрілкою 1, і тунельне просочування електронів з p – в n – область, що відповідає переходам, позначеним стрілкою 2. Потік 1 створює прямий тунельний струм, а потік 2 – зворотний тунельний струм. У відсутності зовнішньої напруги і відповідно зовнішнього електричного поля ці потоки дорівнюватимуть один одному і результуючий струм через перехід дорівнюватиме нулю, як і в звичайному $p - n$ – переході.

Якщо до переходу прикласти зовнішню напругу, то електрони можуть тунелювати з валентної зони p – області в зону провідності n – області або навпаки. Щоб могли протікати такі процеси, енергетичні стани на тій стороні переходу, звідки тунелюють електрони, мають бути заповнені, а на іншій стороні переходу мають бути вільними. Розглянемо протікання струму через тунельний діод.

При створенні зворотного зміщення значення потенційного бар'єру для основних носіїв струму збільшиться. Це приведе до підвищення міри перекриття зон, що показано на рис. 20. В цьому випадку кількість електронів, які переходять з валентної зони p – області, буде значно більше кількості електронів, що переходять із зони провідності n – області. Це обумовлено тим, що стани в n – області, які лежать навпроти зайнятих станів p – області, вільні. Тому через перехід протікає зворотний тунельний струм, позначений стрілкою 2. Причому, зворотний тунельний струм збільшуватиметься у міру зростання зворотного зміщення, а не дорівнюватиме струму насичення I_s , як у випрямляючих діодах. Вольтамперна характеристика тунельного діода показана на рис. 21.

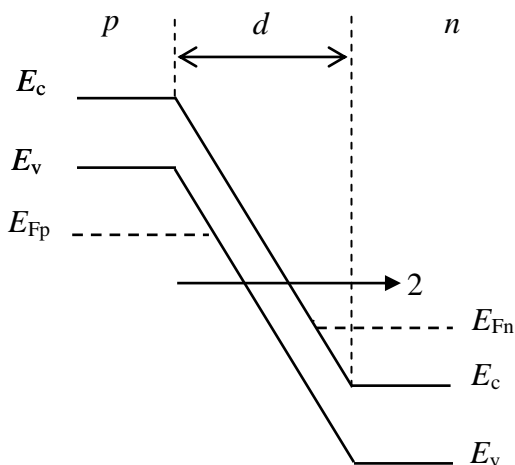


Рис. 20. Утворення зворотного тунельного струму

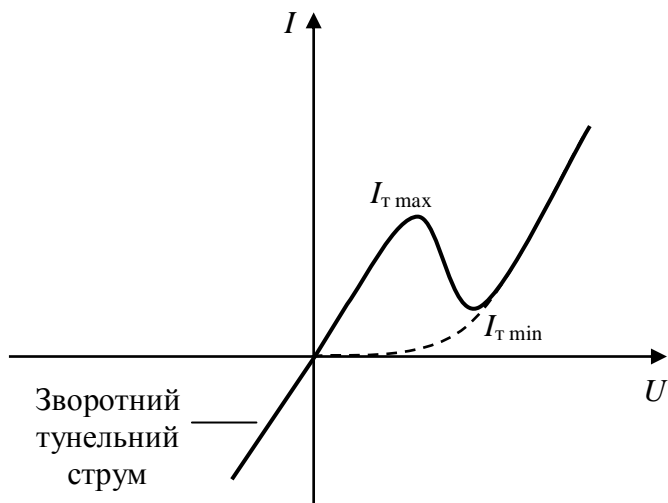


Рис. 21. Вольт-амперна характеристика тунельного діода

При поданні на перехід прямого зміщення потенційний бар'єр для основних носіїв знижується, що призводить до зменшення міри перекриття зон, як показано на рис. 22.

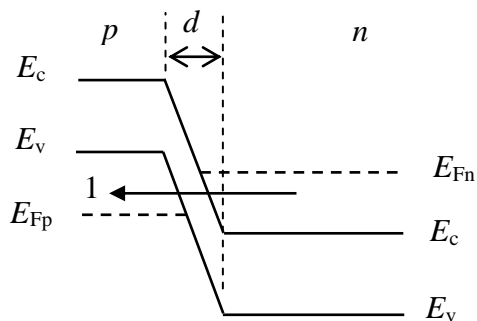


Рис. 22. Утворення прямого тунельного струму

Як видно з рис. 22, в цьому випадку існує діапазон енергій, при яких стани в n – області заповнені, а дозволені стани p – області вільні. В цьому випадку електрони можуть тунелювати з n – області в p – область, створюючи прямий тунельний струм, що показано на рис. 22 стрілкою 1. Прямий тунельний струм I_t буде рости зі збільшенням прямого зміщення до значення $I_{t \max}$ (рис. 21).

Максимального значення прямий тунельний струм I_t досягає при такому зміщенні, при якому дно зони провідності n – області розташовується на одному рівні з енергією Фермі p – області. При подальшому зростанні прямого зміщення число дозволених порожніх станів в p – області, в які можуть тунелювати електрони з n – області, зменшується. Це приведе до зменшення прямого тунельного струму. Прямий тунельний струм досягає мінімального значення $I_{t \min}$ при такому зміщенні, при якому дно зони провідності n – області розташовується на одній висоті з вершиною валентної зони p – області, що показано на рис. 23. В цьому випадку відсутнє перекриття зон, і тунельний струм протікати не може.

При подальшому збільшенні прямого зміщення через діод може протікати тільки дифузійний струм. Цей струм, як і в звичайному діоді, утворюється за рахунок інжекції неосновних носіїв, що показано на рис. 23 стрілками. Прямий дифузійний струм буде рости по експоненті із зростанням прямого зміщення у відповідності з формулою (23).

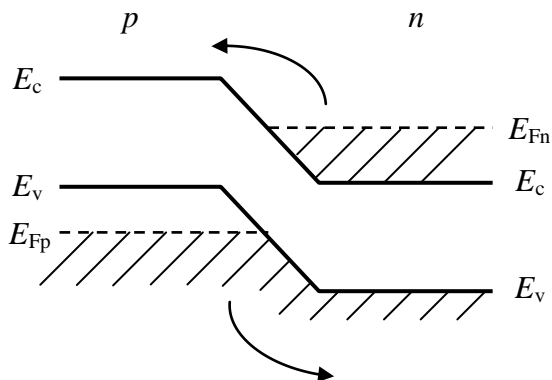


Рис. 23. Діаграма тунельного діода за відсутності перекриття зон

Основною особливістю вольт-амперної характеристики тунельних діодів являється наявність спадаючої ділянки, на якій діод має негативний диференціальний опір.

В області тунельних струмів у тунельних діодів струм створюється тільки основними носіями. Тому накопичення і розсіяння неосновних носіїв у цих діодів практично відсутнє. Такі діоди мають досконаліші частотні характеристики і швидкодію в порівнянні із звичайними діодами. Тунельні діоди використовуються в приладах з низьким рівнем потужності в якості генераторів надвисокочастотних електромагнітних коливань.

Тунельні діоди застосовують також в якості низьковольтних стабілізаторів напруги. В силу великої концентрації легуючих домішок у них дуже маленька товщина збіднених шарів області просторового заряду d . Зменшення товщини потенційного бар'єру призводить до зменшення напруги пробоя $U_{пр}$ і, отже, напруги стабілізації $U_{ст}$, що було розглянуто в попередньому розділі.

ВИСОКОЧАСТОТНІ ВЛАСТИВОСТІ $p - n$ – ПЕРЕХОДУ

При підвищенні циклічної частоти ω малого змінного сигналу інжектовані в перехід неосновні носії не встигають продифундувати углиб пасивних областей діода на усю дифузійну довжину. Вони будуть зосереджені в тонкому шарі біля кордонів $p - n$ – переходу. Це приведе до того, що активний опір R_a $p - n$ – переходу зменшуватиметься. Зменшення активного опору переходу і висока концентрація неосновних носіїв, локалізованих в тонкому шарі біля кордонів $p - n$ – переходу, приведуть до того, що струм, як в прямому, так і в зворотному напрямках, буде досить великим. Таким чином, через перехід добре проходитимуть змінні сигнали малої потужності, які подаються на діод.

Розрахунок показує, що значення активного опору $p - n$ – переходу обернено пропорційно до кореня квадратного з циклічної частоти змінного сигналу $R_a \sim 1/\sqrt{\omega}$. Зменшення активного опору переходу на високих частотах призводить до того, що все більша частина напруги, прикладеної до діода, падатиме не на переході, а на опорі пасивних областей діода R . Якщо активний опір переходу стане менше опору

пасивних областей діода, то струм, як при прямому, так і при зворотному зміщеннях, визначатиметься вже не опором збідненої області просторового заряду R_a , а опором пасивних областей діода R , яке і обмежуватиме граничну частоту сигналу, що проходить через діод. Значення граничної циклічної частоти змінного сигналу ω_{gr} можна визначити, порівнюючи опір пасивних областей діода R з опором бар'єрної ємності C_B , що утворюється на $p - n -$ переході, з наступних співвідношень:

$$R = \frac{1}{C_B \omega_{cp}} \quad \text{звідки} \quad \omega_{cp} = \frac{1}{C_B R} . \quad (29)$$

Із співвідношення (29) виходить те, що для збільшення граничної частоти роботи діода необхідно зменшувати RC_B . Зменшити значення RC_B можна шляхом зменшення розмірів елементів, які виготовляються. Це досягається створенням точкових діодів.

До збільшення ω_{gr} приводить також зменшення питомого опору ρ пасивних областей діода. Оскільки, електропровідність напівпровідників прямо пропорційна концентрації носіїв і обернено пропорційна до питомого опору, то залежність питомого опору від концентрації носіїв теж буде обернено пропорційною $\rho \sim 1/n_{po}$. Отже, підвищення концентрації носіїв електричного струму приведе до зниження питомого опору пасивних областей діода і збільшення граничної частоти ω_{gr} змінного сигналу, що проходить через перехід.

При концентраціях домішок більших, ніж у звичайних випрямляючих діодів, але менших, ніж у тунельних діодів, отримують так звані обернені діоди. У обернених діодів $p - i - n -$ області переходу близькі до виродження. В стані термодинамічної рівноваги у них рівні Фермі дуже близькі до країв зон, а структура енергетичних зон подібна до структури тунельного діода, представленої на рис. 23 (коли дно зони провідності $n -$ області знаходиться на одній висоті з вершиною валентної зони $p -$ області). Таким чином, у обернених діодів прямий тунельний струм протікати не може. Пряме зміщення створює тільки прямий дифузійний

струм, наростаючий по експоненті як у звичайного випрямляючого діода, що показано на рис. 24.

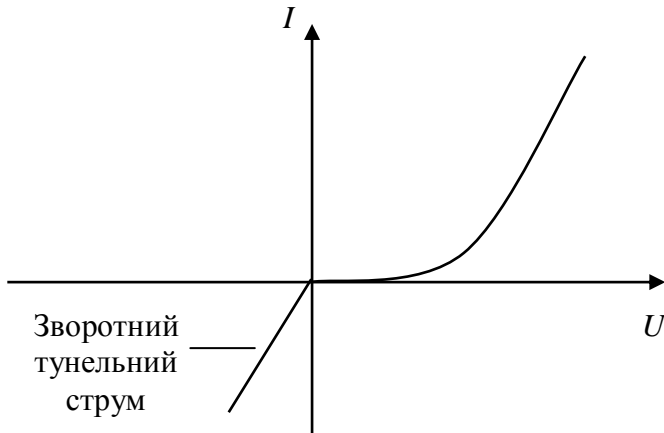


Рис. 24. Вольт-амперна характеристика оберненого діода

Зворотне зміщення призводить до появи перекриття зон і створює умови для протікання зворотного тунельного струму, що утворюється за рахунок тунелювання електронів з валентної зони p – області в зону провідності n – області. Таким чином, зворотна гілка вольт-амперної характеристики оберненого діода аналогічна ВАХ тунельного діода, а пряма гілка ВАХ аналогічна прямій гілці ВАХ звичайного випрямляючого діода. У таких діодів при малих зміщеннях струм у зворотному напрямі перевищує струм в прямому напрямі, що і зумовило його назву як оберненого діода.

Через обернені діоди добре проходять сигнали, як в прямому, так і в зворотному напрямках в більш ширшому діапазоні потужностей, чим в тунельних діодах. Обернені діоди мають найкращі частотні характеристики, тому вони отримали найбільш широке поширення в якості детекторів і генераторів надвисокочастотних електромагнітних коливань.

ІМПУЛЬСНІ ВЛАСТИВОСТІ $p-n$ – ПЕРЕХОДУ

Напівпровідникові діоди дуже широко застосовуються в імпульсних схемах радіоелектроніки, обчислювальної техніки і автоматики. Основним параметром, що визначає придатність діодів для цієї мети, є їх швидкодія. Вона характеризується часом тривалості перемикання $p-n$ – переходу з прямого зміщення на зворотне і, навпаки, із зворотного на пряме.

Під дією прямого зміщення відбувається інжекція неосновних носіїв через межі $p-n$ – переходу, тобто дірок в n – область і електронів в p – область. Дірки, інжектвані в n – область, притягують до себе електрони з об'єму n – області, внаслідок чого концентрація електронів в області просторового заряду поблизу $p-n$ – переходу підвищується в порівнянні з їх концентрацією в об'ємі. Негативний заряд притягнутих електронів екранує позитивний заряд надмірних дірок. У p – області позитивний заряд притягнутих дірок екранує негативний заряд інжектованих в неї електронів. Переміщення неосновних носіїв углиб напівпровідника здійснюється шляхом дифузії, яка залежить від градієнтів концентрацій електронів і дірок.

Розглянемо протікання через діод імпульсів струму протилежних полярностей, що показано на рис. 25. У момент включення прямого зміщення, що відповідає часу t_1 , прямий струм в діоді може бути більше

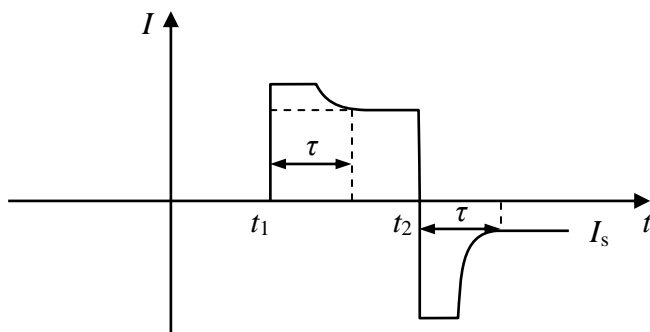


Рис. 25. Імпульси струму, що проходять через $p-n$ – перехід

свого нормального значення. Це обумовлено наявністю великої кількості дірок біля кордону переходу в n – області і електронів в p – області. У міру дифузії неосновних носіїв углиб напівпровідників і їх рекомбінації з основними носіями градієнти концентрацій неосновних носіїв зменшуються, і прямий струм досягає свого нормального значення. Це відбувається за час τ , який визначає час життя надмірних електронів і дірок.

При миттєвому перемиканні діода з прямого на зворотне зміщення, що відповідає моменту часу t_2 , зворотний струм в початковий момент часу буде таким же, як і прямий. Це обумовлено дуже великою концентрацією неосновних носіїв у області просторового заряду переходу. За час, рівний часу життя надлишкових електронів і дірок τ , їх градієнт концентрації падає і зворотний струм зменшується до свого нормального значення, рівного струму насичення I_s .

Таким чином, при перемиканні діода з прямого на зворотне зміщення, в ньому протікають наступні перехідні процеси: накопичення неосновних носіїв при прямому зміщенні і їх розсіювання при зворотному зміщенні. Ці перехідні процеси і обмежують швидкодію діода. Оскільки ці процеси завершуються за час життя надлишкових неосновних носіїв τ , то цей час і визначатиме швидкодію імпульсних діодів.

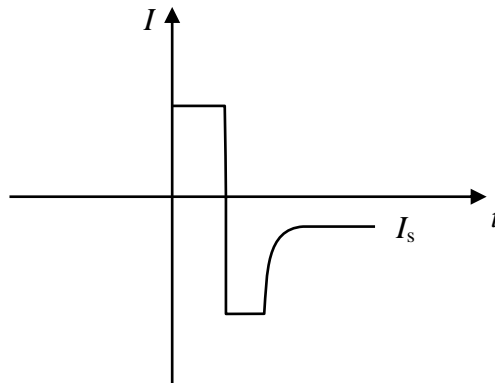


Рис. 26. Формування практично ідеальних імпульсів прямого і зворотного струму

Для підвищення швидкодії діодів необхідно зменшувати час життя надлишкових неосновних носіїв. Це досягається легуванням $n - i$ $p -$ областей домішками, які створюють ефективні рекомбінаційні центри, або що створюють електричне поле, яке підтискає неосновні носії до межі $p - n -$ переходу. Вбудоване підтискаюче електричне поле призводить до того, що розсіювання неосновних носіїв після перемикання діода з прямого на зворотне зміщення закінчується дуже різко, що показано на рис. 26. Це дозволяє використати викид зворотного струму діода для формування імпульсів з дуже крутим фронтом, для яких $\tau \sim 10^{-9} - 10^{-12}$ с.

Як імпульсні діоди дуже часто використовуються діоди Шотткі. У таких діодів надлишкові електрони, що перейшли через контакт напівпровідника і металу за час порядку 10^{-12} с, розсіюються. Це обумовлено тим, що внесений ними заряд створює поле, яке практично миттєво перегрупує електрони металу або напівпровідника. Час перемикання в діодах Шотткі вдається довести до 10^{-11} с.

ОПТИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ. ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА

В процесі поглинання напівпровідниками світла енергія їх квантів $E = h\nu$ поглинається електронами. Основними видами поглинання квантів світла є: власне поглинання, домішкове поглинання і поглинання вільними носіями заряду.

При власному поглинанні енергія квантів світла, що потрапляють в напівпровідник, йде на збудження електронів з валентної зони в зону провідності, що показано на рис. 27. У відповідності із законом збереження енергії таке поглинання може відбуватися лише у тому випадку, якщо енергія світлових квантів $E = h\nu$ буде не менше значення енергії ширини забороненої зони ΔE , тобто

$$E = h\nu \geq \Delta E. \quad (30)$$

З цієї умови можна визначити максимальну довжину хвилі λ_{\max} власного поглинання

$$h\nu_{\min} = h \frac{c}{\lambda_{\max}} = \Delta E \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\max} = \frac{hc}{\Delta E}, \quad (31)$$

де h – стала Планка, рівна $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, а частота ν – пов’язана з довжиною хвилі λ співвідношенням $\nu = c / \lambda$, де c – швидкість світла, рівна $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Для силіцію, у якого $\Delta E = 1,12$ еВ, $\lambda_{\max} = 1,11$ мкм, а для германію, у якого $\Delta E = 0,67$ еВ, λ_{\max} буде ще більше – $\lambda_{\max} = 1,85$ мкм. Ці довжини хвиль лежать в інфрачервоній області спектру електромагнітних хвиль. Слід зазначити, що видима область спектру знаходиться в межах 400 – 760 нм. Електромагнітні хвилі, у яких $\lambda < 400$ нм, лежать в ультрафіолетовій області, а $\lambda > 760$ нм – в інфрачервоній.

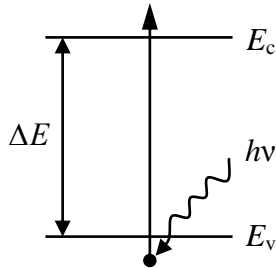


Рис. 27. Схема власного поглинання кванта світла

Міра легування напівпровідника трохи впливає на власне поглинання до тих пір, поки напівпровідник залишається невідродженим.

При домішковому поглинанні під дією світла може відбуватися перекидання електронів з донорних рівнів в зону провідності і з валентної зони на акцепторні рівні, розташовані в межах забороненої зони, що показано на рис. 28 а і б відповідно.

Оскільки енергії донорних і акцепторних рівнів у багато разів менше енергії ширини забороненої зони, то межа домішкового поглинання, відповідно до формули (31), буде зміщена в область довших хвиль. Але слід також відмітити наступне. Якщо домішкові атоми вже будуть іонізовані, то домішкове поглинання спостерігатися не буде.

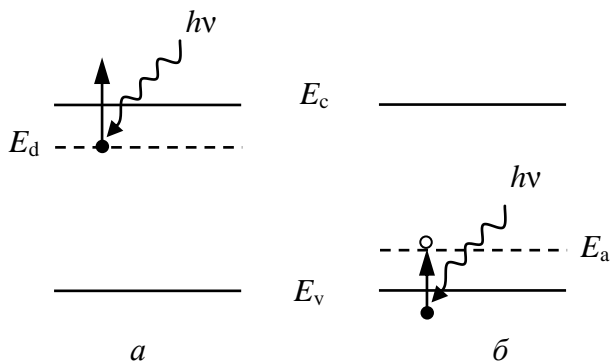


Рис. 28. Домішкове поглинання світла

При поглинанні світла вільними носіями заряду вони переходитимуть з одних рівнів на інші тільки в межах дозовлених енергетичних зон. При цьому носії підвищують свою енергію і передаватимуть її кристалічній решітці напівпровідника. В цьому випадку енергія світлової хвилі переходить в теплоту внаслідок ефекту Джоуля – Ленца.

ВИПРОМІНЮВАННЯ СВІТЛА

В процесі рекомбінації електронно-діркових пар напівпровідник може випромінювати електромагнітні хвилі. Процеси випромінювання зворотні процесам поглинання, тому в стані теплової рівноваги напівпровідник випромінює рівно стільки ж квантів світла, скільки і поглинає. Їх довжини хвиль залежать від різниці енергій між енергетичними рівнями відповідних переходів і визначаються формулою

$$\lambda = \frac{hc}{E} . \quad (32)$$

Якщо в напівпровіднику будуть створені надмірні нерівноважні носії заряду, то це приведе до того, що процеси випромінювання світла

переважатимуть над процесами поглинання і напівпровідник починає світитися.

Схеми випромінювальних переходів у напівпровідниках показані на рис. 29. Найбільш частими є міжзонні переходи, показані на рис. 29а, або переходи з донорних енергетичних рівнів у валентну зону (рис. 29б),

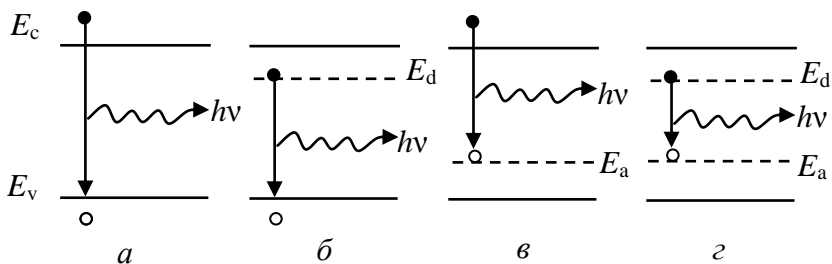


Рис. 29. Схеми випромінювальних переходів в напівпровідниках

а також переходи із зони провідності на акцепторні рівні (рис. 29в). Значно рідше відбуваються переходи з донорних на акцепторні рівні (рис. 29г). Для їх реалізації потрібне сильне легування напівпровідників, при якому атоми донорів і акцепторів повинні знаходитися один від одного на досить близькій відстані, щоб зміг статися такий перехід.

СЕРЕДНІЙ ЧАС ЖИТТЯ НАДМІРНИХ НОСІЇВ

Під дією світла в напівпровіднику утворюються додаткові, надмірні в порівнянні з рівноважними, вільні носії. Позначаючи повну концентрацію електронів як n , а дірок як p , можемо отримати для концентрації надмірних нерівноважних носіїв значення

$$\Delta n = n - n_0, \quad \Delta p = p - p_0, \quad (33)$$

де n_0 і p_0 – рівноважні концентрації електронів і дірок, що утворюються за рахунок термогенерації. При незмінній інтенсивності світла концентрація надмірних носіїв спочатку швидко ростиме, а потім внаслідок збільшення

швидкості рекомбінації, її зростання сповільнюється і зрештою встановлюється стаціонарний стан, при якому швидкість генерації надмірних нерівноважних носіїв дорівнюватиме швидкості їх рекомбінації. Це приведе до того, що рівноважні концентрації надмірних носіїв стануть рівними $\Delta n_0 = \Delta p_0$.

Після виключення світла надмірні носії рекомбінують і їх концентрація постійно зменшуватиметься по експоненціальній залежності

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau}. \quad (34)$$

З формули (34) виходить, що $\Delta n = \Delta n_0/e$ при $t = \tau$. Час $t = \tau$ називають середнім часом життя надмірних нерівноважних носіїв. Цей час дорівнює часу τ , впродовж якого концентрація надмірних носіїв внаслідок рекомбінації зменшується в e разів.

ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ. ВНУТРІШНІЙ ФОТОЕФЕКТ

При власному або домішковому поглинанні світла відбувається перерозподіл електронів по енергетичних рівнях напівпровідника, і утворюються надмірні вільні носії заряду. Це явище називають внутрішнім фотоелементом. Наявність надмірних носіїв заряду призводить до збільшення провідності напівпровідника. Додаткову провідність, яку отримує напівпровідник при опроміненні його світлом, називають фотопровідністю. Основну провідність, обумовлену тепловим збудженням вільних носіїв заряду, називають темновою. Прилади, що дозволяють реєструвати світлове випромінювання за допомогою явища фотопровідності, називають фоторезисторами. На рис. 30 показана залежність фотопровідності $\sigma_{\text{ф}}$ фоторезистора при включенні і виключенні потоку світла, який падає на нього. Оскільки концентрація надмірних нерівноважних носіїв, що утворюються при опроміненні напівпровідника світлом, змінюється за експоненціальним законом (34), то наростання фотопровідності після включення світлового імпульсу представляється рівнянням

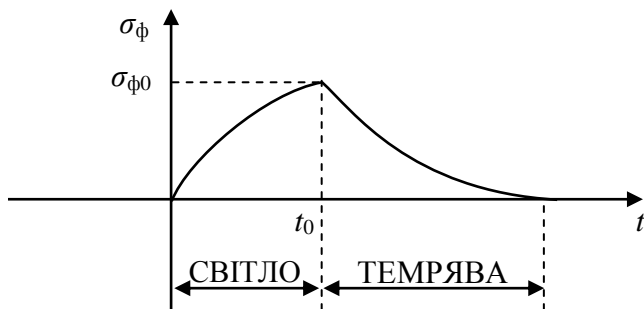


Рис. 30. Наростання фотопровідності при опроміненні напівпровідника світлом і її спад після виключення опромінення у момент часу t_0

$$\sigma_\phi = \sigma_{\phi_0} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (35)$$

а спад фотопровідності після виключення світла у момент часу t_0 представляється рівнянням

$$\sigma_\phi = \sigma_{\phi_0} e^{-t/\tau}, \quad (36)$$

де σ_{ϕ_0} – стаціонарна фотопровідність, що утворюється в умовах постійної освітленості фоторезистора. З формул (35) і (36) виходить те, що чим більше час життя надмірних носіїв τ , тим повільніше відбувається наростання і спад фотопровідності, отже, тим більше інерційний фотоприймач випромінювання.

На внутрішньому фотоефекті, що утворюється при опроміненні напівпровідників світлом, заснована дія фоторезисторів. Оскільки кількість надмірних носіїв струму, які утворюються при опроміненні, пропорційна світловому потоку, то фоторезистори застосовуються для цілей фотометрії. У видимій області спектру застосовуються фоторезистори, виготовлені з сірчастого кадмію CdS. Фоторезистори,

виготовлені з PbS, PbTe, PbSe або InSb, використовуються як детектори інфрачервоного випромінювання.

ФОТОГАЛЬВАНІЧНИЙ ЕФЕКТ АБО ВЕНТИЛЬНИЙ ФОТОЕФЕКТ

Фотогальванічний ефект полягає в утворенні в $p-n$ – переході під дією світла фотоелектрорушійної сили (ЕРС). Розглянемо $p-n$ – перехід, на який спрямований потік світла. У стані рівноваги на межі в області просторового заряду утворюється запираюче електричне поле E_z як показано на рис. 10, і утворюється потенційний бар'єр ϕ_z для основних носіїв електричного струму, що показано на рис. 11а. Струм основних носіїв в точності дорівнюватиме струму неосновних, тому результуючий струм через перехід не протікає. Під дією квантів світла, які падають на напівпровідник, в p – і n – областях утворюються додаткові пари надмірних носіїв, що показано на рис. 31. Надмірні неосновні для цієї області носії, які утворюються під дією світла, запираючим електричним

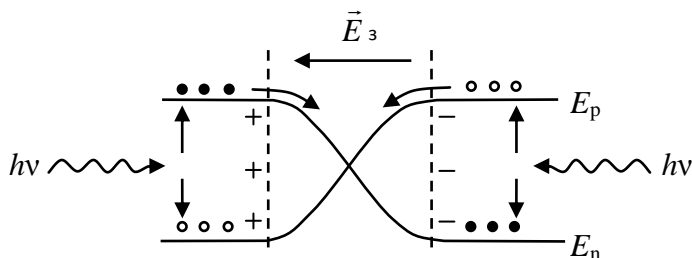


Рис. 31. Потенційні енергії електронів і дірок в $p-n$ – переході при опроміненні його світлом

полем безперешкодно перекидаються через перехід. В результаті цього в p – області відбувається накопичення надмірного позитивного заряду і вона заряджається позитивно, а в n – області відбувається накопичення надмірного негативного заряду і вона заряджається негативно. Внаслідок цього на переході формується пряме зміщення U_ϕ . Прикладена до

переходу пряма напруга U_ϕ і є фото ЕРС. Під дією цього прямого зміщення відбувається пониження потенційного бар'єру для основних носіїв до значення $\phi = \phi_3 - eU_\phi$ і поява в переході прямого струму, що показано на рис.11б.

Якщо зовнішній ланцюг розімкнений, то напруга фото ЕРС U_ϕ буде збільшуватися до тих пір, поки прямий струм, що протікає через перехід, не урівноважить зворотний фотострум, створений надмірними нерівноважними неосновними носіями. Таким чином, в стані рівноваги через розімкнений $p - n$ - перехід тече в прямому напрямі струм основних носіїв

$$I_{\text{пр}} = I_s e^{eU_\phi / kT}, \quad (37)$$

а назустріч йому зворотний струм насичення I_s і фотострум I_ϕ . Повний струм, який протікає через перехід, дорівнюватиме нулю

$$I_s e^{eU_\phi / kT} - I_s - I_\phi = 0. \quad (38)$$

Із співвідношення (38) можна розрахувати значення фото ЕРС, що утворюється в переході під дією світла

$$U_\phi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_\phi}{I_s} + 1 \right). \quad (39)$$

Величина фото ЕРС залежатиме від потоку світла, який падає на перехід і визначає фотострум I_ϕ , та температури напівпровідника.

При включенні освітленого $p - n$ - переходу на зовнішній опір навантаження R утворюється струм I , що протікає в зовнішньому ланцюзі. В цьому випадку співвідношення (38) необхідно переписати таким чином

$$I_s e^{eU_\phi / kT} - I_s - I_\phi = -I. \quad (40)$$

Тоді значення фото ЕРС будет рівне

$$U_{\phi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\phi} - I}{I_s} + 1 \right). \quad (41)$$

Якщо на освітлений $p - n$ - перехід подати зовнішню напругу U , то через нього протікатиме звичайний темновий струм

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (42)$$

як через діод, що знаходиться під зовнішньою напругою U , і первинний негативний звичайний фотострум I_{ϕ} . Сумарний струм, який протікає через перехід, в цьому випадку буде рівний

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{\phi}, \quad (43)$$

а вольт-амперна характеристика освітленого діода буде зміщена відносно ВАХ неосвітленого діода вниз по осі струмів на величину фотоструму I_{ϕ} , що показано на рис. 32.

Якщо підключити освітлений $p - n$ - перехід до зовнішнього навантаження, в ньому протікатиме фотострум I_{ϕ} , який буде залежати від рівня освітленості переходу. При не дуже великих освітленостях сила цього струму прямо пропорційна потужності світлового потоку W , що падає на перехід. Це дозволяє знаходити рівень освітленості, вимірюючи значення фотоструму. На цьому заснований принцип дії фотоелектричних фотометрів, які використовуються в якості фотоекспонетрів.

При послідовному з'єднанні $p - n$ - переходів їх напруги фото ЕРС складатимуться, і вони утворюють сонячну батарею, що дозволяє робити

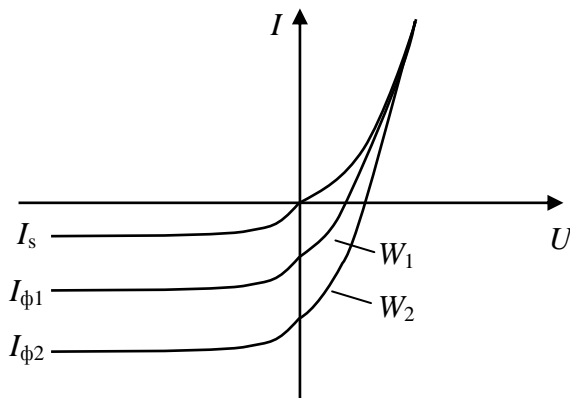


Рис. 32. ВАХ діода у відсутності освітлення і при різних потужностях освітлення W ($W_2 > W_1$)

електроживлення різної радіоапаратури і електротехніки. Сонячні батареї в основному виготовляють на основі силіцію або арсеніду галію.

СВІТЛОДІОДИ

При проходженні прямого струму через діод концентрація неосновних носіїв біля кордонів $p - n$ – переходу різко підвищується і стає значно вище за рівноважну. Рекомбінація неосновних носіїв може протікати з випромінюванням світла, що було розглянуто раніше. Якщо істотна доля актів рекомбінації проходить з випромінюванням світла, то, створивши умови для виходу цього світла назовні за межі діода, напівпровідниковий діод можна використати як джерело випромінювання. Такі діоди називають світлодіодами.

Світлодіоди можуть випромінювати в ультрафіолетовій, видимій і інфрачервоній областях спектру електромагнітних хвиль. Чутливість людського ока спадає до нуля при довжинах хвиль $\lambda < 390$ нм і більших $\lambda > 770$ нм, що відповідає краям видимого діапазону спектру. Тому, щоб кванти світла, отримані при рекомбінації, відповідали квантам видимого світла, ширина забороненої зони ΔE напівпровідника має бути не менша

$\Delta E > 1,7$ еВ. Тоді довжина хвилі випромінюваного світла, відповідно до формул (31) і (32) буде рівна

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 730,8 \text{ нм.} \quad (44)$$

При менших значеннях ширини забороненої зони ΔE кванти світла, що випромінюються світлодіодами, лежатимуть в інфрачервоній області спектру і людським оком сприйматися не будуть.

Найбільш перспективним матеріалом для світлодіодів, випромінюючих у видимій області спектру, являється арсенід галію, легований фосфором $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ з різними мірами легування x . При $x = 0$, тобто у чистого арсеніду галію ширина забороненої зони $\Delta E = 1,424$ еВ. Це означає, що чистий GaAs випромінює електромагнітні хвилі в інфрачервоній області спектру. У міру зростання кількості легуючої домішки фосфору ширина забороненої зони сполуки росте і при $x = 0,45$ досягає значення $\Delta E = 1,977$ еВ, що вже більше $\Delta E = 1,7$ еВ і відповідає видимій області спектру. Таким чином, вибираючи для світлодіода напівпровідник з різним значенням концентрації легуючої домішки фосфору, можна отримати різні значення ширини забороненої зони і, відповідно до формули (44), різні значення довжин хвиль, які випромінюються, що дає різні кольори світіння діода. Так в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ можна отримати світло від червоного для $\Delta E = 1,8$ еВ до жовтого при $x = 0,45$ і $\Delta E = 1,977$ еВ. При $x > 0,45$ напівпровідник стає непрямоzonним і непридатним для випромінювання світла, оскільки у прямоzonних напівпровідників процес випромінювальної рекомбінації є домінуючим над невивромінювальною. Світлодіоди на основі GaP випромінюють зелений колір, а на основі ZnS, ZnSe, GaN, SiC – синій. У таких діодів дуже велика ширина забороненої зони ΔE .

Світлодіоди застосовують в якості малогабаритних світлових індикаторів, а також для оптичного зв'язку. В якості оптичного зв'язку застосовуються оптрони. Оптрон є світлодіодом у поєднанні з фотоприймачем, в якості якого найчастіше застосовують фотодіод. На

рис. 33 показана схема оптрона, що містить світлодіод в якості джерела світла і фотодіод – в якості детектора. Випромінювання, генероване світлодіодом при поданні на нього вхідного електричного сигналу,

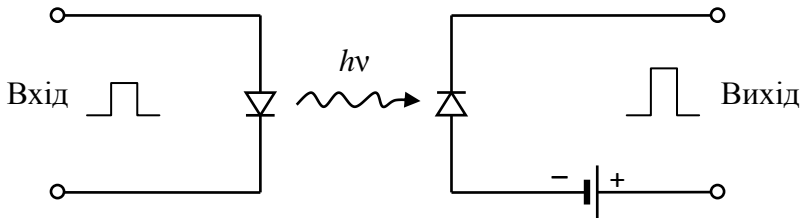


Рис. 33. Схема оптронної пари

детектується фотодіодом. Потім випромінювання знову перетворюється в електричний сигнал у вигляді струму, який протікає через опір навантаження на виході. Таким чином, оптрони можуть забезпечувати електричну розв'язку між вхідним або управляючим сигналом і вихідним. Передача сигналів здійснюється зі швидкістю світла. Швидкодія оптронних пар досягає величини близько 10^{-9} с. На основі оптронів створюються різні оптичні логічні елементи.

В ультрафіолетовій і видимій областях спектру високу квантову ефективність мають фотодіоди із структурою метал – напівпровідник. У ближньому інфрачервоному діапазоні на довжинах хвиль $\lambda = 0,8 - 0,9$ мкм використовують силіцієві фотодіоди, у яких квантова ефективність може досягати 100 %. В області довжин хвиль $\lambda = 1 - 1,6$ мкм високою квантовою ефективністю характеризуються фотодіоди на основі германію або складніших з'єднань, таких як GaInAs і GaInAsP.

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ

Напівпровідникові лазери, подібно до інших лазерів або оптичних квантових генераторів (ОКГ), випромінюють вузькоспрямоване монохроматичне випромінювання, когерентне у просторі та часі. Робота лазерів

базується на створенні не спонтанного, а вимушеного випромінювання світла з частотою

$$\nu = \frac{E_n - E_p}{h}. \quad (45)$$

При цьому перехід електрона з верхнього енергетичного рівня E_n на вільний нижній рівень E_p виявляється не спонтанним, а вимушеним або стимульованим самою ж світловою хвилею. Зіткнення фотона, що має енергію $h\nu$, з атомом, який знаходиться у збудженому стані, стимулює миттєвий перехід атома в основний стан з випромінюванням фотона з такою ж енергією $h\nu$, частотою і фазою, як у випромінювання, що падає. При цьому енергія кванта $h\nu = E_n - E_p$ передається світловій хвилі, збільшуючи її амплітуду, що призводить до значного посилення світла. Процес стимульованого випромінювання показаний на рис. 34.

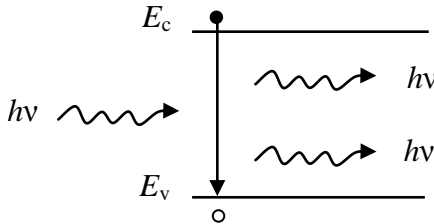


Рис. 34. Схема стимульованого випромінювання світла

Для того, щоб процес стимульованого випромінювання зміг протікати, необхідно створити інверсну заселеність рівнів. При інверсній заселеності заселеність верхніх рівнів має бути вища за заселеність нижніх. В умовах термодинамічної рівноваги міра заселеності нижніх енергетичних рівнів завжди буде вища, ніж верхніх. В цьому випадку кванти світла переважно поглинатимуться, і посилення потоку світлової хвилі не буде. Щоб отримати інверсну заселеність, напівпровідники необхідно вивести із стану теплової рівноваги. Область напівпровідника, в якій досягнута інверсна заселеність рівнів, називають активною.

Напівпровідникові лазери виготовляють на основі $p-n$ – переходу, створеного на основі вироджених напівпровідників, що відповідає тунельним діодам. Розглянемо принцип роботи так званого інжекційного лазера. На рис. 19 показана енергетична діаграма тунельного діода в стані термодинамічної рівноваги. При такому розташуванні енергії Фермі стани поблизу вершини валентної зони p – області виявляються вільними, а стани поблизу дна зони провідності n – області заповнені електронами. Якщо на такий $p-n$ – перехід подати пряме зміщення, то висота потенційного бар'єру для основних носіїв зменшиться і структура енергетичних зон зможе набрати вигляду, показаного на рис. 35.

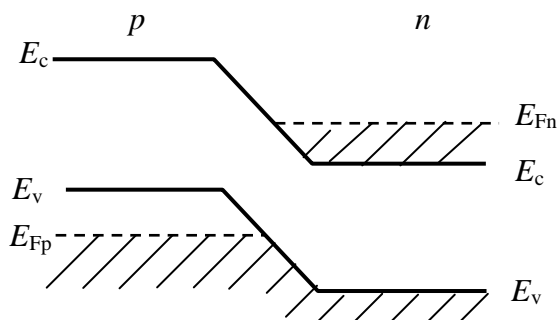


Рис. 35. Енергетична діаграма виродженого $p-n$ – переходу в режимі прямого зміщення

В цьому випадку в області просторового заряду ширини d утворюється активна область, що має інверсну заселеність зон. У активній області над практично вільними рівнями валентної зони розташовуватимуться повністю заповнені рівні зони провідності. В цьому випадку спонтанно виникаючі кванти, внаслідок рекомбінації електронно-діркових пар, викликають стимульоване випромінювання.

Схема облаштування напівпровідникового інжекційного лазера показана на рис. 36. Кристал з $p-n$ – переходом має форму паралелепіпеда, дві протилежні бічні поліровані грані якого роблять строго паралельними одна одній і перпендикулярними площині $p-n$ – переходу.

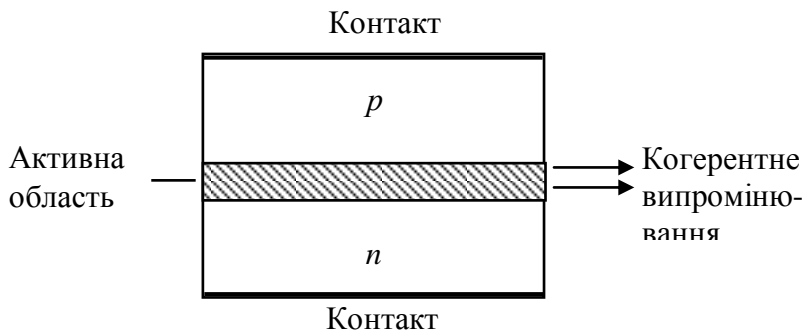


Рис. 36. Схема напівпровідникового інжекційного лазера на основі $p-n$ – переходу

Вони поліруються і виконують роль оптичного резонатора, що примушує випромінювання, яке утворюється в активній області переходу, багаторазово проходити через кристал. Когерентне випромінювання виводять через одну з граней оптичного резонатора. При цьому дві інші грані робляться шорсткими, внаслідок чого вони не можуть виконувати роль оптичного резонатора і не створюють випромінювання в напрямках, не співпадаючих з головним. До цих граней приєднують омичні контакти і через них підводять зовнішнє пряме зміщення.

Зміщення лазерного діода в прямому напрямі призводить до утворення прямого струму. Спочатку, при низьких значеннях струму утворюється спонтанне випромінювання, яке поширюється в усіх напрямках. При збільшенні зміщення струм досягає порогового значення, при якому створюються умови для вимушеного випромінювання. При цьому практично усе випромінювання концентрується в активній області просторового заряду $p-n$ – переходу, поширюючись перпендикулярно відбиваючим граням резонатора. Оскільки ширина $p-n$ – переходу d дуже мала, то випромінювання напівпровідникового лазера є монохроматичним і строго вузькоспрямованим.

Найбільш широке поширення отримали інжекційні лазери, створені на основі арсеніду галію. Вони можуть випромінювати як в інфрачервоній, так і у видимій областях спектру. При цьому розміри

лазерних кристалів можуть бути із сторонами в декілька десятих міліметра.

Оскільки лазерне випромінювання в $p - n$ – переході утворюється безпосередньо під дією електричного струму, який проходить через кристал, то це дозволяє здійснювати модуляцію випромінювання за рахунок модуляції струму. Ця модуляція може проводитися на високих частотах. Завдяки малим розмірам і можливості високочастотної модуляції напівпровідникові лазери застосовуються в якості джерел випромінювання для передачі сигналу у волоконно-оптичних лініях зв'язку.

Оптично зв'язані напівпровідникові лазери можуть бути застосовані для побудови оптичних логічних елементів високої швидкодії. Нині реалізовані логічні елементи на напівпровідникових лазерах зі швидкістю близько 10^{-10} с. На основі цих елементів можуть бути створені надшвидкодійні пристрої ЕОМ.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНІ ЛІНІЇ ЗВ'ЯЗКУ

Передача інформації у волоконно-оптичних лініях зв'язку здійснюється по волоконно-оптичним кабелям. У них світлові сигнали проходять по волоконних світлодіодах. Волоконний світлодіод є хвилеводом, в якому світло утримується в межах тонкого скловолокна і може передаватися на великі відстані. Волоконно-оптичні лінії зв'язку мають наступні основні особливості.

Низькі втрати передаваних сигналів. У них втрати на два порядки менші, ніж в мідних дротах. Це дозволяє передавати сигнали на великі відстані і подовжити ділянки між ретрансляторами.

Широка смуга пропускання сигналів. Смуга пропускання сигналу по волоконних світлодіодах більше 1 ГГц·км. Це теж дозволяє збільшити протяжність ділянок між ретрансляторами і об'єм передаваної інформації.

Волоконно-оптичні кабелі мають малу товщину і невелику вагу. Їх легко прокладати.

Волоконно-оптичні лінії зв'язку не схильні до впливу електромагнітної індукції. Їх можна прокладати спільно з електричними кабелями

будь-якого призначення. Вони стійкі до ударів блискавок, тому їх можна прокладати на відкритому повітрі уздовж ліній електропередач.

Для волоконно-оптичних ліній зв'язку характерні малі витоки випромінювання. Вони значно менші, ніж в звичайних дрітятих лініях зв'язку. Це робить можливою високу міру секретності передачі інформації.

Волоконно-оптичний зв'язок зручний для передачі сигналів в цифровій формі, що задається імпульсно-ковою модуляцією аналогових сигналів, з подальшим її перетворенням в електричні сигнали. Це означає перетворення електричного сигналу в сигнал інтенсивності випромінювання. На виході оптичні сигнали знову перетворюються в електричні в приймальних пристроях. При використанні аналогової системи модуляції у волоконно-оптичній лінії зв'язку дальність зв'язку без ретрансляторів не перевищує 10 км.

У волоконно-оптичному зв'язку виділяють три різні за швидкістю передачі інформації і дальності зв'язку групи ліній зв'язку, в яких використовуються різні види світловипромінюючих і фотоприймальних елементів, а також світлопроводів. До першої групи відносяться волоконно-оптичні лінії зв'язку з невеликою швидкістю передачі інформації до декількох десятків Мегабіт в секунду. В цьому випадку в якості світловипромінюючих і фотоприймальних елементів в лініях застосовуються світлопроводи, працюючі в інфрачервоній області спектру електромагнітних хвиль. Такі лінії працюють на невеликі відстані. До другої групи відносяться лінії, що забезпечують швидкість передачі інформації більшу, ніж декілька десятків Мегабіт в секунду при дальності зв'язку на відстані понад декілька десятків кілометрів. У таких лініях світловипромінюючими елементами є лазери, працюючі в інфрачервоній області спектру, а як фотоприймачі використовуються лавинні фотодіоди. До третьої групи відносяться волоконно-оптичні лінії зв'язку з високою швидкістю передачі інформації і великою дальністю зв'язку. При цьому застосовується лазерне випромінювання з довжиною хвилі 1,55 мкм, для якої втрати випромінювання у світлопроводі мінімальні.

Волоконно-оптичні лінії зв'язку економічніші, ніж металеві кабельні лінії. Вони застосовуються як для створення мереж зв'язку на далеких відстанях з передачею великих об'ємів інформації, так і локальних мереж

порівняно малого радіусу дії. Завдяки розробці нових матеріалів світлопроводів з дуже малими втратами випромінювання і підвищенню швидкодії світловипромінюючих приладів дальність зв'язку і об'єми передаваної по лініях інформації продовжують зростати і розширюється сфера їх застосування.

БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ

Транзистори є основними і найбільш важливими елементами напівпровідникової електроніки. Вони є підсилювальними приладами, що служать для посилення електричних сигналів, а також перетворення енергії джерела живлення в енергію електромагнітних коливань, генерації коливань, швидкого перемикання і виконання багатьох інших важливих функцій перетворення електричних сигналів. Транзистори є найважливішими компонентами швидкодіючих обчислювальних машин, засобів зв'язку і побутової електронної апаратури. Транзистори мають дуже багато конструктивно-технологічних різновидів, але за принципом дії їх підрозділяють на два основні класи: біполярні і уніполярні.

Біполярний транзистор складається з двох близькорозташованих один від одного $p-n$ – переходів. По своїй структурі такі транзистори можуть бути або $n-p-n$, або $p-n-p$ – типу, тобто вони складаються з напівпровідникових шарів з різними видами провідності. У фізичних процесах, що протікають в таких транзисторах, беруть участь як електрони, так і дірки. Тому вони називаються біполярними. Розглянемо принцип роботи найбільш поширеного транзистора $n-p-n$ – типу, схема якого показана на рис. 37.

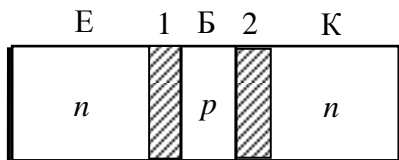


Рис. 37. Структура $n-p-n$ – транзистора

Транзистор складається з трьох областей: лівої n – області, яка називається емітером, середньої p – області, яка називається базою, і правої n – області, яка називається колектором. Ці області відокремлені одна від одної двома p – n – переходами: емітерним – 1 і колекторним – 2. За допомогою омичних контактів транзистор включається в ланцюг. Існують різні схеми включення транзистора в ланцюг.

СХЕМА ВКЛЮЧЕННЯ ІЗ ЗАГАЛЬНОЮ БАЗОЮ

Схема включення $n - p - n$ – транзистора із загальною базою в активному режимі роботи показана на рис. 38. При нормальному режимі роботи транзистора його емітерний перехід включений в пряму напрямі, колекторний – в зворотному, а базовий вихід транзистора є загальним для вхідного (емітерного) і вихідного (колекторного) ланцюгів.

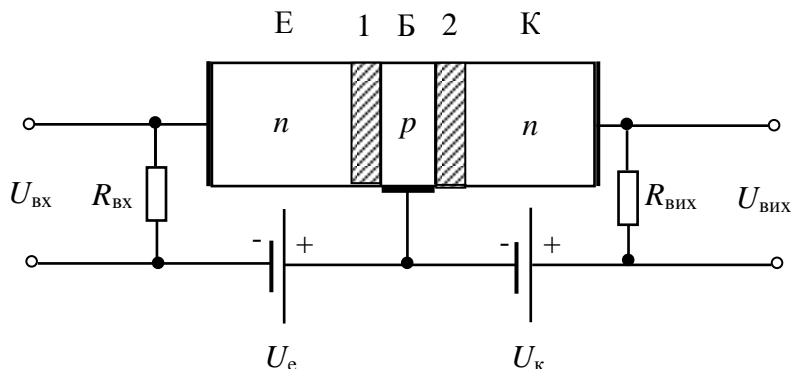


Рис. 38. Схема включення біполярного транзистора із загальною базою

Схема потенційних енергій електронів і дірок на обох переходах показана на рис. 39. При такому включенні потенційний бар'єр емітерного переходу знижується і в ньому протікає великий прямий струм основних носіїв, а через колекторний перехід протікає тільки зворотний струм неосновних носіїв. Протікання прямого струму призводить до інжекції електронів в область бази, де вони є неосновними носіями. Ширину бази

роблять дуже маленькою, значно меншою дифузійної довжини електронів у базі. Тому електрони, інжектвані у базу з емітера, дифундують до колектора. Концентрацію легуючих донорних домішок емітера роблять значно більшою концентрації акцепторних домішок бази. Це призводить до того, що інжектвані з емітера у базу електрони за час їх дифузії до

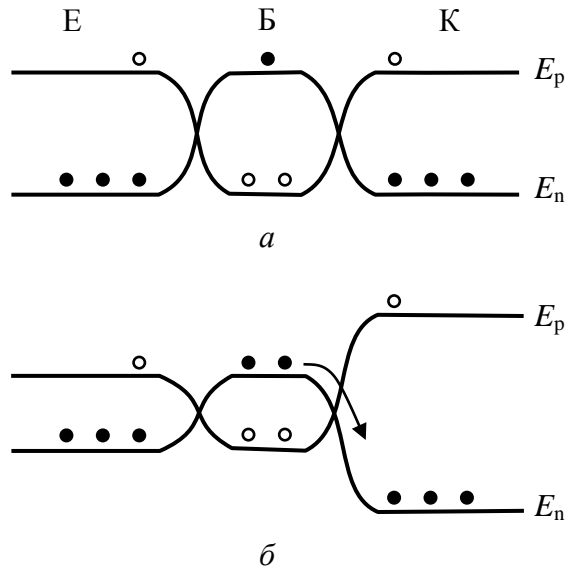


Рис. 39. Потенційна енергія електронів і дірок в стані рівноваги: *a* – за відсутності змішуючої напруги і вхідного сигналу; *б* – за наявності прямого зміщення на емітерному переході і зворотного на колекторному

колектора, не встигають рекомбінувати з дірками бази і практично усі досягають колектора. Оскільки колекторний перехід включений у зворотному напрямі, то інжектвані з емітера у базу електрони, які дійшли до колектора, будуть захоплені електричним полем переходу і безперешкодно перекинуті через колекторний перехід, що показано стрілкою на рис. 39б. Зворотний струм колекторного переходу практично

дорівнюватиме прямому струму емітерного переходу $I_k \approx I_e$. Коефіцієнт передачі струму від емітера до колектора

$$\alpha = I_k / I_e \quad (46)$$

дуже близький до одиниці, а колектор здатний збирати тільки електрони. Таким чином, електронний струм емітерного переходу I_e транзистора тече не через базове його виведення, а через колектор і далі через вихідний опір навантаження $R_{вих}$. Струм бази буде значно менше як за струм емітера, так і струм колектора. Він буде рівний

$$I_B = I_e - I_k. \quad (47)$$

При включенні транзистора із загальною базою посилення струму не відбувається. Вхідний струм, тобто струм емітера, і вихідний струм, тобто струм колектора, практично дорівнюють один одному. Така схема включення дозволяє отримати посилення сигналу по напрузі. Оскільки емітерний перехід включений в прямому напрямі, то він матиме дуже маленький опір, який схематично показаний на рис. 38 як $R_{вх}$. Тоді вхідну напругу можна записати як

$$U_{вх} = I_e \cdot R_{вх}. \quad (48)$$

Опір зворотнозміщеного колекторного переходу дуже великий. Тому у вихідний ланцюг колектора послідовно з ним можна підключити дуже великий опір навантаження $R_{вих}$. Це не приведе до помітної зміни струму у вихідному ланцюзі і струм колектора залишиться практично тим же. Тоді вихідна напруга буде рівна

$$U_{вих} = I_k \cdot R_{вих} \approx I_e \cdot R_{вих}. \quad (49)$$

Оскільки вихідний опір буде значно більше вхідного $R_{вих} \gg R_{вх}$, то і вихідна напруга буде значно більше вхідної $U_{вих} \gg U_{вх}$.

Потужність, що виділяється в електричному ланцюзі $P = I \cdot U$. Тоді потужність вхідного сигналу $P_{\text{вх}} = I_{\text{е}} \cdot U_{\text{вх}}$, а вихідного $P_{\text{вих}} = I_{\text{к}} \cdot U_{\text{вих}} \approx I_{\text{е}} \cdot U_{\text{вих}}$. Оскільки $U_{\text{вих}}$ значно більше $U_{\text{вх}}$, то і вихідна потужність буде значно більше вхідної $P_{\text{вих}} \gg P_{\text{вх}}$. Таким чином, при включенні транзистора в схему із загальною базою досягається посилення сигналу по напрузі і потужності.

Характер залежностей вихідних вольт-амперних характеристик транзистора, включеного за схемою із загальною базою, аналогічний зворотній гілці ВАХ випрямляючого діода, оскільки колекторний перехід включений у зворотному напрямі. В цьому випадку струм і напруга будуть величинами негативними, але для зручності розгляду ВАХ транзистора вважатимемо їх величинами позитивними. Тоді за відсутності струму емітера $I_{\text{е}} = 0$, через колекторний перехід протікає зворотний струм, обумовлений прикладеною до нього зворотною напругою $U_{\text{к}}$.

$$I_{\text{к}} = -I_{\text{ко}} \left(e^{\frac{eU_{\text{к}}}{kT}} - 1 \right), \quad (50)$$

де $I_{\text{ко}}$ – зворотний струм насичення колекторного переходу. Знак мінус визначається вибором позитивного напрямку струму колектора $I_{\text{к}}$. Якщо через емітер протікатиме струм $I_{\text{е}}$, то повний струм колектора визначається формулою

$$I_{\text{к}} = \alpha I_{\text{е}} - I_{\text{ко}} \left(e^{\frac{eU_{\text{к}}}{kT}} - 1 \right), \quad (51)$$

де α – коефіцієнт передачі струму емітера, визначуваний формулою (46). Формула (51) визначає сімейство вихідних вольт-амперних характеристик транзистора, підключеного в ланцюг із загальною базою, приведених на рис. 40. При $I_{\text{е}} = 0$ вихідна ВАХ транзистора подібна характеристиці випрямляючого діода, показаній на рис. 12. Якщо на транзистор подається деякий струм емітера $I_{\text{е}}$, то струм колектора збіль-

шується на значення αI_e . Таким чином, змінюючи струм емітера, можна міняти значення струму колектора I_k і управляти сигналом, що проходить через транзистор, підсилюючи його по напрузі і потужності.

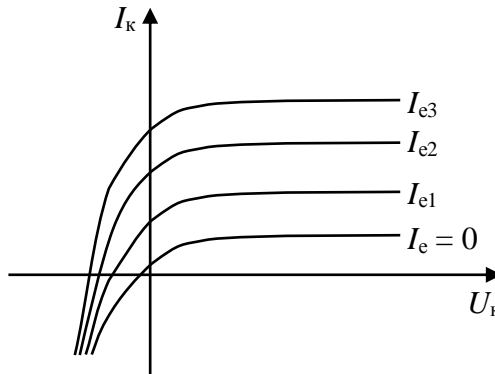


Рис. 40. Вихідні характеристики транзистора в схемі із загальною базою

У транзисторах, побудованих на основі $p - n - p$ – напівпровідників, роль електронів грають дірки. Інших відмінностей немає і принципи роботи обох транзисторів однакові. Але електрони мають більшу рухливість, ніж дірки, тому структури $n - p - n$ – типу поширені значно ширше і мають більш високі частотні характеристики.

СХЕМА ВКЛЮЧЕННЯ ІЗ ЗАГАЛЬНИМ ЕМІТЕРОМ

Схема включення $n - p - n$ – транзистора із загальним емітером показана на рис. 41. У такій схемі включення емітерний перехід включений в пряму напругу, а колекторний – в зворотному, як і в схемі із загальною базою. Але, на відміну від схеми із загальною базою, в такій схемі вхідним струмом є не струм емітера I_e , а струм бази I_b , а вихідним – струм колектора I_k . У відповідності з першим правилом Кірхгофа для струмів транзистора буде справедливою наступна рівність

$$I_e = I_k + I_b. \quad (52)$$

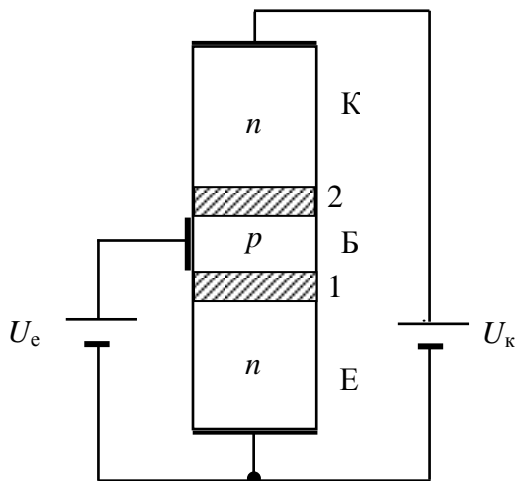


Рис.41. Схема включення біполярного транзистора із загальним емітером

Струм емітера і колектора у відповідності з (46) пов'язані між собою співвідношенням $I_K = \alpha \cdot I_E$. Виражаючи з нього струм емітера, і підставляючи в (52), для струмів колектора і бази отримаємо наступне співвідношення

$$I_K = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_B = B \cdot I_B, \quad (53)$$

де $B = \alpha / (1 - \alpha)$ представляє собою коефіцієнт посилення сигналу по струму в схемі із загальним емітером або коефіцієнт передачі струму бази. Оскільки в транзисторі $\alpha \approx 1$, то $B \gg 1$. Наприклад, в хорошому транзисторі $\alpha = 0,995$, тоді $B \approx 200$. Таким чином, в схемі із загальним емітером відбувається посилення транзистором сигналу по струму.

Повний струм, що протікає через вихідний ланцюг колектора, при такій схемі включення може бути представлений формулою

$$I_{\kappa} = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_{\text{Б}} - \frac{I_{\text{КО}}}{1-\alpha} \left(e^{-\frac{eU_{\kappa}}{kT}} - 1 \right). \quad (54)$$

Рівняння (54) визначає сімейство вихідних ВАХ транзистора в схемі із загальним емітером, представлених на рис. 42.

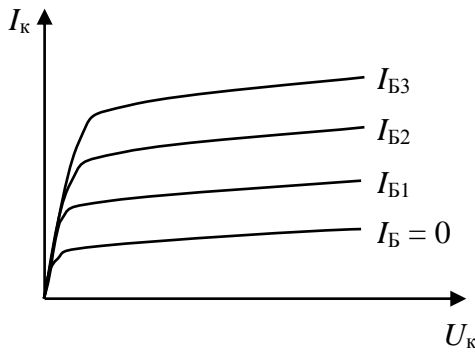


Рис.42. Вихідні характеристики транзистора в схемі із загальним емітером

На відміну від вихідних характеристик транзистора в схемі із загальною базою у ВАХ із загальним емітером спостерігається деякий позитивний нахил, трохи більший, ніж в транзисторі із загальною базою (рис. 40). Він обумовлений зростанням α у міру збільшення значення зворотної напруги колекторного переходу U_{κ} . Це обумовлено тим, що у міру збільшення зворотної зміщення U_{κ} відбувається розширення області об'ємного заряду колекторного $p-n$ переходу і звуження бази транзистора. Зменшення ширини бази транзистора призводить до зростання α , і, згідно з формулою (54), підвищенню струму колектора I_{κ} .

Таким чином, в схемі із загальним емітером, змінюючи струм бази транзистора $I_{\text{Б}}$, можна міняти значення вихідного струму колектора I_{κ} і, відповідно до формули (54), управляти сигналом, що проходить через транзистор, посилюючи його по струму і потужності.

ПОЛЬОВІ АБО УНІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ

У таких транзисторах використовується ефект впливу електричного поля на процеси, що відбуваються в напівпровідниках, тому вони дістали назву польових. У біполярних транзисторах $n - p - n$ або $p - n - p$ – типів відбувається інжекція неосновних носіїв струму у базову область і в процесі створення електричного струму беруть участь, як електрони, так і дірки, через що вони дістали назву біполярні. У польових транзисторах струм переноситься тільки основними носіями, тобто зарядами одного знаку. Тому польові транзистори також називають уніполярними.

Існують декілька різновидів польових транзисторів. Головною їх особливістю є те, що їх ланцюг управління ізольований від вихідного ланцюга діелектриком або зворотнорозміщеним $p - n$ – переходом. Розглянемо найбільш поширену з них.

Основним елементом польових транзисторів є структура метал – діелектрик – напівпровідник (МДН), представлена на рис. 43.

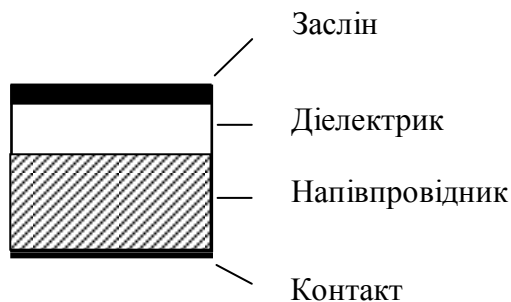


Рис. 43. Схема МДН – структури

В якості діелектричного прошарку між металом і напівпровідником в переважній більшості випадків використовують тонкий шар оксиду, що утворюється на поверхні напівпровідника. Тому такі структури носять також назву метал – оксид – напівпровідник або МОН – структур. Польові транзистори виготовляють в основному на основі силіцію, тому в якості

діелектричного прошарку використовують його діоксид SiO_2 . Металевий електрод наносять на шар оксиду у вигляді тонкої плівки методом вакуумного напилення. Цей електрод називається заслоном.

В якості основи польового транзистора використовують силіцій, легований або донорною, або акцепторною домішкою. Тоді, якщо на заслін подати деяку напругу зміщення відносно напівпровідника, то під дією електричного поля, створеного заслоном, у поверхні напівпровідника утворюється область об'ємного заряду, знак якого протилежний до знаку заряду на заслоні. У цій області концентрація носіїв струму може істотно відрізнятись від їх об'ємної концентрації. Якщо знак заряду заслона співпадає зі знаком основних носіїв струму в напівпровіднику, то під його впливом відбувається відштовхування від поверхні напівпровідника основних носіїв. В цьому випадку в приповерхневому шарі утворюються збіднені основними носіями шари, в яких провідність створюють неосновні носії. Якщо знак заряду заслона протилежний до знаку основних носіїв струму в напівпровіднику, то під впливом електричного поля заслона відбувається притягіння до поверхні основних носіїв і збагачення ними приповерхневого шару. Такі шари називають збагаченими. Як ми бачили раніше, при розгляді діодів, практичний інтерес представляє утворення збіднених шарів.

Розглянемо зонну структуру напівпровідника n – типу при негативному заряді на заслоні, що показано на рис. 44. У об'ємі донорного напівпровідника рівень Фермі розташовується вище за середину забороненої зони E_i , ближче до дна зони провідності. Тому в об'ємі відстань μ від дна зони провідності до рівня Фермі менша відстані μ' від рівня Фермі до стелі валентної зони, а рівноважна концентрація електронів більша рівноважної концентрації дірок, як і повинно бути у напівпровідника n – типу ($\mu < \mu'$ і $n_0 > p_0$).

Електричним полем заслона на поверхні напівпровідника утворюється шар об'ємного заряду товщини d , в якому концентрація носіїв струму відрізняється від об'ємної. Це призводить до того, що між поверхнею і об'ємом напівпровідника утворюється поверхнева різниця потенціалів U_s , під дією якої енергетичні зони напівпровідника згинаються вгору і для електронів утворюється потенційний бар'єр величини $\phi_s = eU_s$. Якби

заслін був заряджений позитивно, то зони згиналися б вниз, що було розглянуто в розділі контакт металу з напівпровідником і показано на рис. 14 і 15. Але в нашому випадку контакт металу з напівпровідником відсутній і між ними не протікає електричний струм. Тому хімічний потенціал напівпровідника, тобто його енергія Фермі не змінюється і залишається на одному і тому ж рівні.

За рахунок того, що в поверхневому шарі об'ємного заряду товщини d відбувається викривлення енергетичних зон напівпровідника, то відстань μ від дна зони провідності E_c до рівня Фермі E_F у міру наближення до поверхні напівпровідника безперервно збільшується, а відстань μ' від стелі валентної зони E_v до рівня Фермі E_F безперервно зменшується. Досягши перерізу AA ці відстані стають рівними одна одній $\mu_A = \mu'_A$.

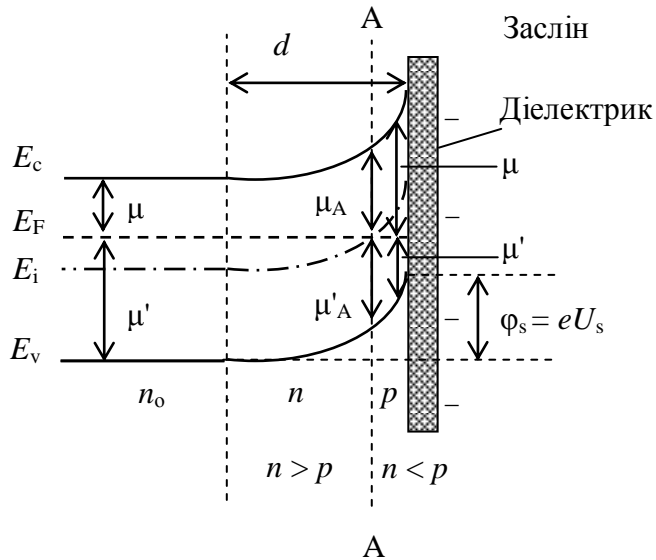


Рис. 44. Зонна структура напівпровідника n – типу при негативному заряді на заслоні

Це означає, що на цій глибині від поверхні напівпровідник стає власним і у нього концентрації електронів і дірок стануть рівними $n = p = n_i$, а

енергія Фермі в точності розташовуватиметься по центру ширини забороненої зони, як показано на рис. 5. Правіше за переріз АА відстань μ від дна зони провідності до рівня Фермі стає більшою відстані μ' від енергії Фермі до стелі валентної зони. Це буде характерно для акцепторних напівпровідників, у яких концентрація дірок більша за концентрації електронів, а структура енергетичних зон показана на рис. 8. Таким чином, у безпосередній близькості від поверхні напівпровідника, де $\mu > \mu'$ і $p > n$, вид провідності напівпровідника змінюється, і він стає напівпровідником p – типу. Шари у поверхні напівпровідника, провідність яких протилежна до об'ємної, називають інверсійними. До інверсійного шару углиб від поверхні в області просторового заряду примикає шар збіднення в якому $n < n_0$. Така структура характерна для $p - n -$ переходу. Таким чином, під дією електричного поля, що створюється заслоном у поверхні напівпровідника біля межі розділу з діелектриком, утворюється поверхневий $p - n -$ перехід. Це використовується для створення польових транзисторів.

Структура польового МДН – транзистора з ізолюваним заслоном, створеним на основі кристала силіцію з донорним типом провідності, приведена на рис. 45. Транзистор формують на основі кристала $n - Si$,

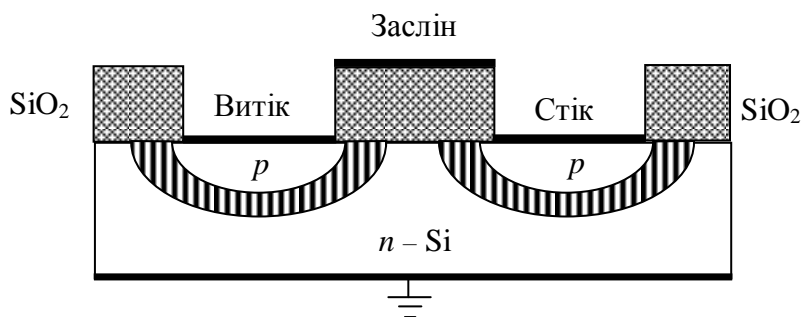


Рис. 45. Структура МДН – транзистора з ізолюваним заслоном

у поверхні якого дифузією або іонною імплантацією акцепторної домішки у вікна в оксиді силіцію SiO_2 , створюють області з дірковою

провідністю, тобто області з p – типом провідності. Одну з них називають витоком, а іншу – стоком. Згори на них наносять омичні контакти. Проміжок між витоком і стоком покривають плівкою металу, ізольованою від поверхні кристала n – Si шаром оксиду SiO_2 . Цей електрод транзистора називають заслоном. Електричний струм між заслоном і кристалом протікати не може. На межі між p – областями і n – Si утворюються два p – n – переходи, які називаються витоковим і стоковим. Вони показані на рис. 45 штрихуванням.

Схема включення польового транзистора в ланцюг дана на рис. 46. Стоковий перехід включається в ланцюг у зворотному напрямі, тому його опір буде дуже великий. На заслін подається негативна напруга, що відповідає схемі, приведений на рис. 44. Якщо напруга на стоці відсутня, то в ланцюзі між витоком і стоком протікатиме нікчемно малий струм завдяки наявності між ними дуже великого опору. Подання на заслін негативного зміщення спочатку приведе до виникнення під заслоном збідненої електронами області. У міру зростання напруги на заслоні ширина цієї області збільшуватиметься, а при деякій напрузі U_n , що називається пороговою, під заслоном утворюється інверсійний повернений шар, провідність якого буде протилежною n – Si. Цей інверсійний шар з'єднає p – області витоку і стоку p – каналом, який проводить струм, що показано на рис. 46а. По мірі збільшення напруги на заслоні, яка перевищуватиме порогову $U_3 > U_n$, ширина каналу, що проводить струм, збільшуватиметься, а його опір зменшуватиметься. Таким чином, утворений канал є керованим резистором, опором якого можна управляти напругою на заслоні. Зазвичай ширина провідного каналу знаходиться в межах від 2 до 10 нм.

У міру зростання напруги на стоці $U_{ст}$ збільшуватиметься ширина області просторового заряду стокового p – n – переходу. Зрештою це приведе до того, що досягши напруги, яка називається напругою перекриття $U_{перекр}$, канал біля стоку перекривається, що показано на рис. 46б. При подальшому підвищенні напруги, коли $U_{ст} > U_{перекр}$, канал коротшатиме до витоку. Але це не призводить до повного зникнення струму стоку. Електричне поле, створене заслоном, перекидатиме дірки зі збідненого шару стокового p – n – переходу в стокову область, створю-

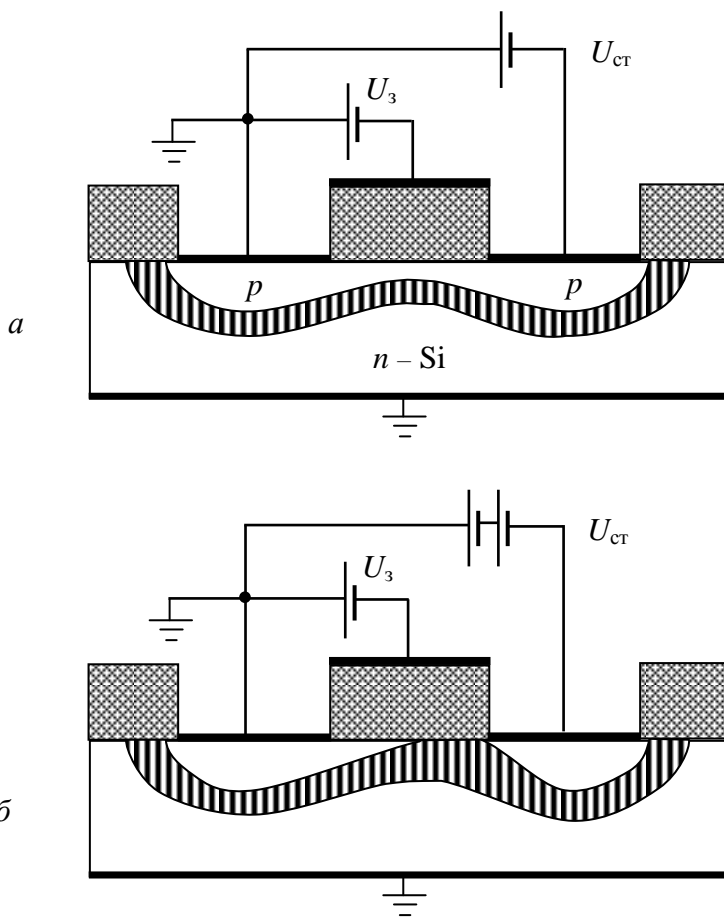


Рис. 46. Утворення провідного p – каналу між витоком і стоком – a .
Перекриття каналу – $б$

ючи тим самим електричний струм. Механізм протікання струму в польовому транзисторі при зімкнутому каналі має деякі загальні риси з протіканням струму в зворотнзміщеному $p - n$ – переході. При перекритті каналу струм стоку $I_{ст}$ насичується. Значення струму насичення

залежить від напруги на заслоні U_3 . Чим вище U_3 , тим ширше буде канал і тим більше струм насичення. Це типово транзисторний ефект. Змінюючи напругу на заслоні у вхідному ланцюзі транзистора, можна управляти струмом на стоці, тобто у вихідному ланцюзі транзистора. Вихідні характеристики польового транзистора показані на рис. 47.

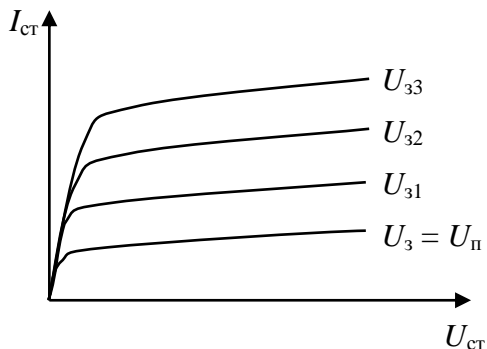


Рис. 47. Вихідні ВАХ польового транзистора

Якщо в якості основи для створення МДН – транзистора використати акцепторний $p - Si$, у якого основними носіями будуть дірки, а області витоку і стоку зробити з донорною провідністю $n -$ типу, то при поданні на заслін і стік позитивної напруги, між витоком і стоком можна створити провідний канал $n -$ типу. Принципи роботи і властивості МДН – транзисторів з $n -$ і $p -$ каналами однакові. І ті, і інші працюють на протіканні струму носіїв одного виду – або електронів, або дірок, тому їх називають уніполярними. Відмінністю є те, що $n -$ каналні транзистори більше швидкодіючі, оскільки рухливість електронів значно вища за рухливість дірок. У $n -$ і $p -$ каналних транзисторів структура приповерхневого шару в рівноважному стані різна. Це призводить до того, що величина порогової напруги $U_п$ у $n -$ каналних транзисторів менша, ніж у $p -$ каналних. Створення польових транзисторів як з $n -$, так і з $p -$ каналом дозволяє поєднувати ці два види транзисторів для створення ряду схем. Канали, утворені під дією електричного поля заслона, називають індукованими. Але бувають випадки створення каналів без впливу

електричного поля заслона. Такі канали називаються вбудованими. Транзистори з індукованим каналом, розглянуті вище, отримали ширше поширення.

Підкладку МДН – транзисторів роблять з матеріалу з високим питомим опором. Це дозволяє полегшити створення каналу і збільшити пробивну напругу переходів витоку і стоку.

На відміну від біполярних транзисторів, у яких управління вихідним сигналом робиться вхідним струмом, в уніполярних транзисторах вихідний сигнал регулюється вхідною напругою або електричним полем. Польові транзистори мають значно більший вхідний опір і дуже маленький вхідний струм. Тому вони дозволяють робити значно більше посилення сигналу по струму, напрузі і потужності, чим біполярні транзистори. Польові транзистори мають менші розміри, просту технологію виготовлення, хороші властивості перемикачів і можуть виконувати функції резисторів або конденсаторів. По усім основним конструктивно-технологічним і електричним показникам вони мають перевагу над біполярними транзисторами. Тому польові транзистори стали основними елементами великих інтегральних мікросхем ЕОМ, систем зв'язку, телебачення, інформаційно-вимірювальних та управляючих систем.

ЕЛЕМЕНТИ ПАМ'ЯТІ НА ОСНОВІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Існує дуже велика кількість засобів зберігання інформації. У цьому розділі будуть розглянуті тільки напівпровідникові запам'ятовуючі пристрої (ЗП), які використовуються для введення, виведення і обробки інформації в ЕОМ. Нині така пам'ять будується на напівпровідникових великих інтегральних схемах (ВІС). Розвиток напівпровідникових ВІС привів до домінуючої ролі ЗП на їх основі. З кожним роком вони стають меншими за розмірами і дешевшими, збільшується їх інформаційна місткість і швидкодія, що є основними параметрами ЗП. Напівпровідникові запам'ятовуючі пристрої (НЗП) практично повністю витіснили з електронної апаратури ЗП з магнітною пам'яттю. Це пов'язано з тим, що при однакових місткостях пам'яті розміри НЗП зменшилися більше, ніж в

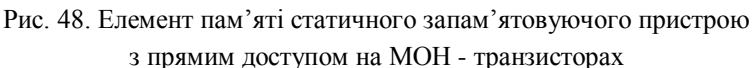
10000 разів в порівнянні із ЗП на магнітних носіях. Приблизно в таких же пропорціях зменшилися їх енергоспоживання і вартість. Нині існує велика кількість НЗП з різними видами типів пам'яті. Найбільш поширеними з них є ВІС, елементи пам'яті яких створюють на основі МДН – транзисторів. Тому будуть розглянуті тільки НЗП, побудовані на основі польових транзисторів.

Напівпровідникові запам'ятовуючі пристрої підрозділяють на три основні типи: ЗП послідовного доступу, ЗП з довільною вибіркою або прямим доступом і постійні запам'ятовуючі пристрої. У ЗП послідовного доступу інформація передається послідовно від попереднього до наступного елементу пам'яті. Регістри зміщення таких запам'ятовуючих пристроїв складаються з елементів пам'яті статичного або динамічного видів. У ЗП з прямим доступом можна одночасно отримати доступ до усіх елементів пам'яті. При цьому до елементів пам'яті можна звертатися в якому завгодно порядку і необмежену кількість разів. При цьому час звернення до будь-якого елементу пам'яті буде однаковим незалежно від його положення в матриці. Елементи пам'яті ЗП з довільною вибіркою можуть бути статичними і динамічними. У статичних елементах пам'ять зберігається до тих пір, поки він підключений до елемента живлення. У динамічних елементах час збереження інформації обмежений. Щоб вона зберігалася, її необхідно постійно оновлювати або регенерувати. Мікросхеми ЗП з прямим доступом статичного виду мають максимальну швидкість передачі інформації, а динамічного виду – максимальну інформаційну місткість і мінімальну споживану потужність.

У постійних запам'ятовуючих пристроях інформація зберігається після виключення живлення. По своїй структурі вони схожі на ЗП з прямим доступом. Час прочитування інформації з будь-якого елементу пам'яті у них не залежить від його розташування в матриці і можна звертатися до будь-якого довільного елемента. Інформація записується і стирається за допомогою електричного струму.

Розглянемо принцип організації елементів пам'яті. Інформація, що зберігається в пам'яті ЕОМ, представляється в двійковій системі числення цифрами 0 і 1. Таким чином, елемент пам'яті ЕОМ, який служить для зберігання одиниці інформації, повинен мати два різні стійкі стани, яким

Елемент пам'яті статичного ЗП з прямим доступом є тригером, побудованим на комплементарних, тобто доповнюючих один одного, МОН – транзисторах. При цьому в тригер входять транзистори як з n – каналом, так і з p – каналом, що дозволяє істотно понизити витрату електроенергії. Структуру такого тригера показано на рис. 48.



91

нуля, а інший – логічної одиниці. На транзисторах T_5 і T_6 побудований перемикач, підключений до шини управління для записування і прочитування інформації.

Один стійкий стан тригера відповідає відкритому транзистору T_1 першого інвертора і закритому транзистору T_3 другого інвертора. Для цього стійкого стану вихідна напруга першого інвертора відповідає логічному нулю. Ця напруга подається на вхід другого інвертора і не може відкрити транзистор T_3 . Вихідна напруга другого інвертора відповідає логічній одиниці і подається на вхід першого інвертора, що відкриває транзистор T_1 . В іншому стійкому стані транзистор T_1 закритий, а T_3 відкритий. Вихідна напруга першого інвертора відповідає логічній одиниці, що відкриває транзистор T_3 другого інвертора. Вихідний сигнал другого інвертора відповідає логічному нулю і не може відкрити транзистор T_1 . Такий стан тригера без змін може зберігатися скільки завгодно довго, поки на нього подається зовнішнє живлення. Стійкий стан тригера можна змінювати під дією зовнішніх управляючих сигналів перемикачів на транзисторах T_5 і T_6 і контролювати станом тригера. Здатність тригера формувати на виході два стійкі значення сигналу і змінювати їх зовнішнім ланцюгом управління дає можливість використати тригер як елемент пам'яті. Але тригерний елемент пам'яті є енергозалежною схемою, тобто при відключенні живлення записана в ньому інформація пропадає. Проте тригерний ЕП в неробочому стані споживає дуже мало енергії. Це дозволяє шляхом введення живлення від зовнішньої акумуляторної батареї підтримувати пам'ять в робочому стані до включення живлення комп'ютера. Тому в комп'ютерах обов'язково має бути присутнім резервний елемент живлення.

Найпростіший елемент пам'яті динамічного ЗП з прямим доступом показаний на рис. 49. Він складається з польового МОН – транзистора T і ємності C . Такий елемент пам'яті називається одностанісним. Кодування інформації в даному випадку визначається величиною потенціалу на ємності C . Високий потенціал на ємності свідчить про наявність на пластині конденсатора електричного заряду і відповідає логічній одиниці, а низький потенціал відповідає логічному нулю. Транзистор виконує в даному випадку роль ключа, який стоїть між ємністю C і

вхідною шиною. Якщо транзистор закритий, то зв'язку між ємністю C і шиною немає, а якщо він відкритий, то можна, по-перше, визначити величину потенціалу на конденсаторі, а по-друге, можна передати заряд на ємність C з вхідної шини. Таким чином можна визначити, яка інформація знаходиться в цьому елементі. Але інформація, що зберігається на конденсаторі, в результаті витоку заряду з ємності може спотворюватися

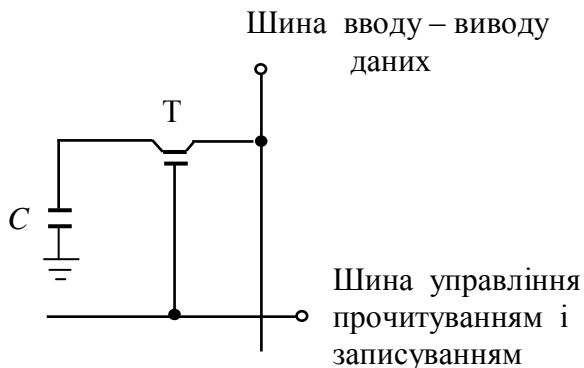


Рис. 49. Однотранзисторний елемент пам'яті динамічного ЗП з прямим доступом

або повністю втрачатися. Тому в динамічних ЕП через певні проміжки часу необхідно здійснювати перезапис інформації, що зберігається. Такий процес відновлення інформації називається регенерацією. Під час регенерації звернення до елементів пам'яті динамічного типу неможливе. Тому цикл регенерації має бути як можна коротший. Цикл регенерації багато в чому визначається структурою побудови ЕП, а також структурою побудови допоміжних ланцюгів, що є системою управління ЗП. Період регенерації складає близько декількох мілісекунд. У будь-якому разі період синхроімпульсів відновлення пам'яті у багато разів менше часу збереження сигналу, чому сприяє високий вхідний опір польових МОН – транзисторів. Їх застосування дозволяє значно понизити споживану потужність і площу елементів на кристалі.

Серед постійних запам'ятовуючих пристроїв найбільше поширення отримали електрично перепрограмовані НЗП, і *Flash* – пам'ять. Основними особливостями таких ЗП є їх енергонезалежність і можливість багаторазового перезапису інформації, що зберігається в них. При цьому елементи пам'яті таких ЗП самостійно практично не розряджаються і інформація, записана в них, зберігається дуже довго.

Елемент пам'яті постійних запам'ятовуючих пристроїв створюють на основі польового транзистора спеціальної конструкції. У таких МОН – транзисторів є два заслони, один з яких, як і у звичайного польового транзистора, є керувальним, а інший, створений спеціально між керувальним заслоном і напівпровідниковим кристалом, називається плаваючим. Структура такого транзистора показана на рис. 50.

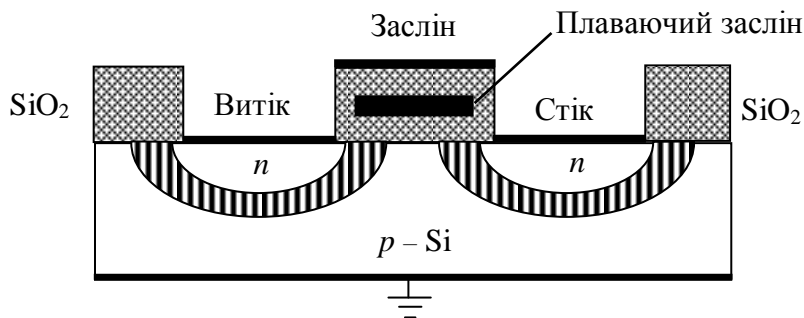


Рис. 50. Структура МОН – транзистора з плаваючим заслоном на основі кристала акцепторного силіцію

На відміну від польового p – каналного транзистора, показаного на рис. 45, канал між витіком і стоком матиме електронну провідність.

Відмінністю цього транзистора від звичайного МДН – транзистора є те, що між керувальним заслоном і кристалом силіцію розташовується плаваючий заслін, створений на основі полікристалічного силіцію з високою мірою легування. Цей заслін з усіх боків оточений діелектриком з SiO_2 . Товщина діоксиду силіцію між плаваючим заслоном і кристалом силіцію, з одного боку, і керувальним заслоном, з іншого боку, складає значення близько декілька нанометрів. Найпростіший елемент пам'яті,

побудований на МОН – транзисторі з плаваючим заслоном, показаний на рис. 51. Верхній керувальний заслін сполучають з адресною шиною, а стік – з розрядною шиною.

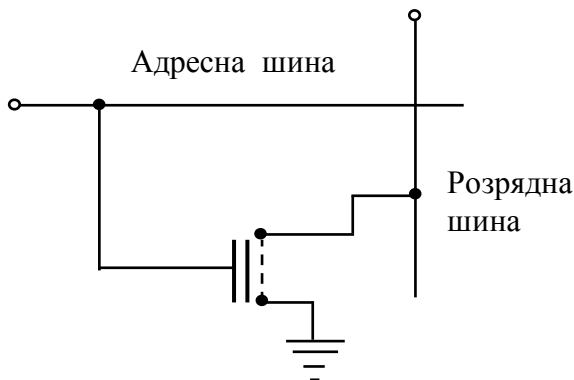


Рис. 51. Елемент пам'яті на МОН – транзисторі з плаваючим заслоном

Нижній плаваючий заслін служить для збереження електричного заряду, який в цьому випадку переносять на нього гарячі електрони через шар діелектрика. Тому такі транзистори також називаються лавинно-інжекційними. Потенціал плаваючого заслону залежатиме від величини накопичуваного на ньому заряду. Інформація, що зберігається в елементі пам'яті, визначається зарядом на плаваючому заслоні, який виконує роль конденсатора в динамічному елементі пам'яті, показаному на рис. 49. Наявність заряду на плаваючому заслоні відповідає логічній одиниці, а його відсутність – логічному нулю. Струми витоку електричного заряду через діелектрик без зовнішньої дії дуже маленькі, тому заряд, тобто інформація, на плаваючому заслоні зберігається дуже довго, а зміна його стану призводить до можливості стирання і перезапису інформації.

Для запису інформації, наприклад логічної одиниці, на плаваючому заслоні створюють негативний заряд, подаючи на розрядну шину високу для напівпровідників напругу близько 10 В. Для запису логічного нуля напруга на розрядній шині має бути відсутньою. Напругу на адресній

шині встановлюють приблизно удвічі більшою, чим на розрядній шині. Це призводить до того, що транзистор відкривається, тобто через канал між витокom і стоком протікатиме електричний струм. Біля стокового кінця каналу в сильному електричному полі, створеному напругою на заслоні, відбувається інжекція гарячих електронів в діоксид силіцію. Кількість інжектovаних електронів прямо пропорційна струму стоку. Поле заслона примушує інжектovані електрони рухатися у напрямку до плаваючого заслона і накопичуватися на ньому. При цьому струм інжектovаних електронів через діелектрик дуже маленький.

Для стирання інформації з елементу пам'яті на керувальний заслін напруга не подається, тобто вона дорівнює 0, а на стік подається висока напруга. Внаслідок цього, електричне поле примушує електрони, що накопичилися на плаваючому заслоні, повертатися на стік. Перехід електронів з плаваючого заслона на стік здійснюється за рахунок тунельного ефекту. Існують ЕП у яких і записування, і стирання інформації здійснюється шляхом тунелювання електронів через шар діелектрика. При цьому під час тунелювання вживана напруга і розміри елементів пам'яті можуть бути меншими, ніж у разі інжекції гарячих електронів, але процес програмування методом інжекції гарячих електронів відбувається швидше. Таким чином, можна багаторазово записувати і стирати інформацію, що зберігається в елементі пам'яті, а також зберігати її впродовж дуже тривалого часу.

ВИСНОВОК

Поява біполярних і уніполярних транзисторів привела до якісного стрибка електронної техніки у бік мініатюризації. Поява інтегральних схем стала справжньою революцією в мікроелектроніці. При цьому інтегровані напівпровідникові прилади постійно зменшувалися в розмірах, що дозволяло розширювати їх функціональність і швидкодію. Поява інтегральних схем позначила прихід таких понять як мікросхема і мікроелектроніка. Це обумовлено тим, що розміри напівпровідникових елементів в мікросхемах складали декілька десятків мікрометрів. Потім вони зменшилися до декількох мікрон, а нині складають десятки нанометрів. Тому від ери мік-

роелектроніки людство зробило крок в еру наноелектроніки. В таблиці 8 приведені розміри технологічних вузлів залежно від року випуску напівпровідникових чіпів. З таблиці видно, що зміна технологічного циклу напівпровідникових технологій відбувається приблизно за три роки.

Таблиця 7 – Розміри технологічних вузлів напівпровідникових елементів в різні роки випуску

Рік виробництва	2001	2004	2007	2010	2013	2016
Розмір технологічного вузла, нм	130	90	65	45	32	22

Вузол за визначенням дорівнює половині мінімального технологічного кроку для схем пам'яті між доріжками, а для процесорів – між затворами МОН – транзисторів. При цьому кількість транзисторів в напівпровідникових чіпах підвищується приблизно на два порядки за кожні десять років. Зменшення розмірів транзисторів призводить до підвищення швидкодії процесорів і робить можливим створення усе більш потужних комп'ютерів і їх елементів пам'яті.

Нині найбільш маленький транзистор створений в лабораторії на кристалі силіцію розміром 4 нм в довжину. У цьому транзисторі за допомогою скануючого тунельного мікроскопа 7 атомів силіцію замінили атомами фосфору і отримали діючий елемент наносхеми. Цю технологію неможливо перенести у виробництво, а мініатюризація транзисторів, що грає головну роль в зростанні продуктивності мікропроцесорних пристроїв, не безмежна і незабаром досягне межі. Тому нині розробляються комп'ютери, які працюватимуть на інших фізичних принципах. Це пов'язано як з кінцевими розмірами атома будь-якого матеріалу, так і квантовою природою усіх фізичних явищ, що проявляються при зменшенні лінійних масштабів виробів. Подальше зменшення розмірів електронних пристроїв і підвищення їх швидкодії можливе на основі створення квантових і оптичних комп'ютерів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Кучерук І.М. Загальний курс фізики: у 3-х т. / Т.2. Електрика і магнетизм. – І.М. Кучерук, І.Т. Горбачук, П.П. Луцик. – Київ: Техніка, 2006, 452 с
2. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка: У 3 ч. Ч. 1. Елементи мікроелектроніки / За ред. М.М. Прищепи. – Київ: Вища школа, 2004. – 431 с.
3. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка: У 3 ч. Ч. 2. Елементи мікросхемотехніки / За ред. М.М. Прищепи. – Київ: Вища школа, 2006. – 503 с.
4. Савельев І.В. Курс общей физики / І.В. Савельев. – В 3 т. – Москва: КНОРУС, 2009.
5. Трофимова Т.І. Курс фізики / Т.І. Трофимова. – Москва: ІЦ Академія, 2012. – 560 с.
6. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма / И.Е. Иродов. – Москва: Высшая школа, 1991. – 288 с.
7. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов – Москва: Советское радио, 1971. – 376 с.
8. Епифанов Г.И. Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1977. – 288 с.
9. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. – Москва: Наука, – 1978. – 792 с.
10. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твердых тел / А. Анималу. – Москва: Мир, – 1981. – 576 с.
11. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников / А.И. Ансельм. – Москва: Наука, – 1978, – 616 с.
12. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Твердотельная электроника / Г.И. Епифанов, Ю. А. Мома. – Москва: Высшая школа, 1986. – 304 с.
13. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – В 2 т.. – Москва: Мир, 1984.
14. Степаненко І.П. Основи мікроелектроніки / І.П. Степаненко. – Москва: Советское радио, 1980. – 424 с.
15. Тугов Н.М. Полупроводниковые приборы / Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 576 с.
16. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. – Москва: Высшая школа, 1987. – 479 с.
17. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. – Москва: Мир, 1988. – 288 с.

18. Валиев К.А. Применение контакта металл – полупроводник в электронике / К.А. Валиев, Ю.М. Пашинцев, Г.А. Петров. – Москва: Советское радио, 1981. – 304 с.

19. Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность / Под ред. И.Е. Ефимова – Москва: Высшая школа, 1986. – 464 с.

20. Ермолаев Ю.П., Пономарев М.Ф., Крюков Ю.Г. Конструкции и технология микросхем (ГИС и БГИС) / Под ред. Ю.П. Ермолаева. – Москва: Советское радио, 1980. – 256 с.

21. Черняев В.Н. Технология производства интегральных микросхем и микропроцессоров / В.Н. Черняев. – Москва: Радио и связь, 1987. – 464 с.

22. Полупроводниковые приборы. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: Справочник / Под общ. ред. Н.Н. Горюнова. – Москва: Энергоатомиздат, 1987. – 744 с.

23. Тилл У., Лаксон Дж. Интегральные микросхемы: Материалы, приборы, изготовление: Пер. с англ. – Москва: Мир, 1985. – 501 с.

24. Аналоговые и цифровые интегральные микросхемы: Справочное пособие / Под ред. С.В. Якубовского. – Москва: Радио и связь, 1984. – 432 с.

25. Наноструктуры в электронике и фотонике / Под ред. Ф. Рахмана. – Москва: Техносфера, 2010. – 344 с.

ЗМІСТ

Вступ	3
Квантово-механічні уявлення щодо будови атомів.....	4
Зонна теорія твердих тіл	7
Функція розподілу Фермі – Дірака. Рівень Фермі.....	12
Власні напівпровідники	14
Власна провідність напівпровідників	18
Домішкові напівпровідники.....	20
Донорні напівпровідники або напівпровідники n – типу.....	21
Акцепторні напівпровідники або напівпровідники p – типу.....	23
Електропровідність невласних напівпровідників.....	26
$P - n$ – перехід	30
Прямий струм або пряме зміщення	33
Зворотний струм або зворотне зміщення.....	33
Випрямляючі діоди	36
Контакт металу з напівпровідником	37
Випрямлення струму на контакті металу з напівпровідником.....	40
Стабілітрони	45
Тунельні діоди.....	47
Високочастотні властивості $p - n$ – переходу.....	52
Імпульсні властивості $p - n$ – переходу	55
Оптичні явища в напівпровідниках. Поглинання світла	57
Випромінювання світла	59
Середній час життя надмірних носіїв	60
Фотопровідність напівпровідників. Внутрішній фотоефект.....	61
Фотогальванічний ефект або вентильний фотоефект.....	63
Світлодіоди	66
Напівпровідникові лазери	68
Волоконно-оптичні лінії зв'язку.....	72
Біполярні транзистори	74
Схема включення із загальною базою	75
Схема включення із загальним емітером.....	79
Польові або уніполярні транзистори	82
Елементи пам'яті на основі напівпровідників	89
Висновок	96
Список літератури.....	98

Навчальне видання

НІКОЛАЙЧУК Григорій Павлович

**ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ
ТА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ**

Навчальний посібник
для студентів технічних спеціальностей
усіх форм навчання

Роботу до видання рекомендувала *проф. Любченко О. А.*

В авторській редакції

План 2020 р., поз. 18

Підп. до друку 24.06.2020 р. Формат 60 x 84 1/16. Папір офісний.
Цифровий друк. Гарнітура Таймс. Ум. друк. арк. 5,6. Наклад 50 прим.
Зам. № Ціна договірна

В и д а в е ц ь

Видавничий центр НТУ «ХП»
вул. Кирпичова, 2, м. Харків-2, 61002

Свідоцтво про державну реєстрацію ДК № 5478 від 21.08.2017 р.

Самостійне електронне видання